ORSAY
ÉRIE A,
D'ORDRE
44

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

PAR

Michel RIBRAG

PREMIÈRE THÈSE

CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE DE LA FISSION THERMIQUE DE L'URANIUM 235 DANS LA REGION DES MASSES SYMETRIQUES

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

Soutenues le 17 Mars 67 devant la Commission d'Examen

MM. YVON — Président

LEFORT
CHASTEL
JOLY — Examinateurs

ORSAY
SÉRIE A,
D'ORDRE
44

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

PAR

Michel RIBRAG

PREMIÈRE THÈSE

CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE DE LA FISSION THERMIQUE DE L'URANIUM 235 DANS LA REGION DES MASSES SYMETRIQUES

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

Soutenues le 17 Mars 67 devant la Commission d'Examen

MM. YVON — Président

LEFORT
CHASTEL
JOLY — Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I — Pages

INTRODUCTION 3

Hypothèse de la fission à deux modes 6

Conclusion 7

CHAPITRE II

ETUDE COMPARATIVE DES TECHNIQUES DE MESURES DES MASSES ET DES ENERGIES CINETIQUES DES FRAGMENTS

A. Mesures radiochimiques 9

I. Techniques 9

II. Avantages et inconvénients 9

1 - Avantages 9

2 - Inconvénients 10

a/ Mesure du parcours moyen 10

b/ Transformation parcours-énergie cinétique 10

B. Mesures physiques 11

I. Mesure des vitesses des fragments 12

1 - Inconvénients 12

2 - Avantages 12

3 - Calcul de la masse 13

II. Mesure des énergies cinétiques 13

1 - Inconvénients et avantages 14

2 - Calcul de la masse 14

3 - Résolution en masse 15

III. Evènements aberrants 16

CHAPITRE III

METHODE EXPERIMENTALE - APPAREILLAGE - AQUISITION DES DONNEES

A. Méthode expérimentale 19

B. Justification de la technique utilisée 20

C. Mesures absolues de l'énergie cinétique 20

I. Détecteurs 20

II. Préamplificateurs 22

III. Calibration en énergie 22
D. Mesures absolues des vitesses des fragments 24
I. Prélèvement des impulsions rapides 24
II. Définition du temps sur les impulsions "Start" et "Stop" 25
III. Calibration absolue du dispositif de temps de vol 26
E. Dispositif expérimental 28
I. Ensemble de détection 28
II. Electronique associée aux détecteurs 29
1 - Mesure des énergies cinétiques 29
2 - Mesure de la différence des temps de vol 30
3 - Acquisition des données 30
III. Précautions expérimentales particulières 30
F. Durée de l'expérience et transfert des données 31

CHAPITRE IV
RESULTATS - DISCUSSION

A. Dépouillement des données 33
I. Données injectées dans l'ordinateur 33
II. Calcul des énergies cinétiques et des masses 33
III. Décontamination des évènements aberrants 34
1 - Correction de la différence de temps de vol mesurée 34
2 - Détection des évènements aberrants 35
3 - Analyse des évènements aberrants 37
B. Résultats 39
I. Tableaux carrés P (e_1, e_2) et P (μ, e_{CT}) 39
1 - Distribution de probabilité P (e_1, e_2) 40
2 - Distribution de probabilité P (μ, e_{CT}) 40
II. Distribution des masses des fragments 41
III. Energie cinétique des fragments 42
C. Discussion 43
I. Distribution des masses 43
II. Méthode de calibration des énergies cinétiques 44
III. Bilan énergétique 45

CHAPITRE V
CONCLUSION

I. Décontamination des évènements aberrants 49
II. Méthode de calibration des énergies cinétiques 49
III. Distribution de l'énergie cinétique totale moyenne des fragments 50
IV. Fission à deux modes 50

REMERCIEMENTS

Cette étude a été effectuée entièrement au Centre d'Etudes Nucléaires de SACLAY, je tiens à remercier la Direction du Commissariat à l'Energie Atomique qui m'a permis de mener à bien ce travail, et particulièrement Monsieur VENDRYES, Directeur du Département de Recherche Physique, ainsi que Monsieur JOLY, Chef de la Section des Mesures Neutroniques Fondamentales dont le constant soutient et la bienveillance m'ont permis de travailler facilement et en toute liberté.

Je remercie Monsieur le Professeur YVON, Professeur à la Faculté des Sciences de PARIS de m'avoir fait l'honneur de patronner cette thèse.

Je suis très reconnaissant à Monsieur le Professeur LEFORT, Professeur à la Faculté des Sciences d'ORSAY, ainsi qu'à Monsieur le Professeur CHASTEL, Directeur du Laboratoire de Physique Nucléaire de BORDEAUX, d'avoir bien voulu faire partie du jury.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur GENIN, Professeur au Collège Scientifique Universitaire de BREST, pour tous les conseils formateurs qu'il m'a prodigués, durant les cinq années où j'ai eu le plaisir de travailler sous sa direction.

Je voudrais remercier tout particulièrement Monsieur SIGNARBIEUX dont le soutien amical et efficace s'est manifesté de façon constante pendant toute la durée de ce travail. Qu'il trouve ici le témoignage de ma profonde reconnaissance.

Je tiens également à remercier Monsieur NIFENECKER pour le bénéfice que j'ai retiré des nombreuses discussions que nous avons eues.

Tous mes collègues et plus spécialement Messieurs BISENIUS, MATUSZEK et OLIVIER m'ont apporté l'appui constant de leur compétence et de leur dévouement : tous savent combien je leur suis redevable.

Enfin, c'est grâce à l'efficacité des secrétaires de la Section, Mesdames POIRIER et MOUSSEAU, que la présentation matérielle de ce travail a été possible.

°

° °

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Depuis la découverte, par des techniques radiochimiques, de la fission nucléaire à basse énergie, un gros effort expérimental a été effectué pour améliorer la connaissance du processus de fission.

Un des traits caractéristiques, de la fission à basse énergie, réside dans la division asymétrique du noyau qui se fissionne, ce qui conduit à une distribution des masses des fragments, qui comporte deux bosses, avec un maximum de probabilité autour du rapport de masses R = 1,5, et un minimum accentué dans la région des masses symétriques.

Si l'on examine les paramètres énergétiques de la fission, on peut écrire :

$$E(M_o) + E_o^x = E(M_1) + E(M_2) + EX \qquad (1)$$

où $E(M_o)$ et E_o^x représentent respectivement l'énergie de masse et l'énergie d'excitation du noyau composé, $E(M_1)$ et $E(M_2)$ les énergies de masse des deux fragments, et EX l'énergie totale des fragments.

Cette énergie totale peut s'écrire :

$$EX = Q + E_o^x \qquad (2)$$

A l'aide des équations de masses / Réf. 1 /, il est possible de calculer Q et de tracer la distribution de Q en fonction du rapport des masses R des fragments.

Dans la fission thermique, on peut noter que le terme E_o^x de l'équation (2) est un terme constant, et égal à la somme de l'énergie de liaison et de l'énergie cinétique du neutron qui a produit la fission; la distribution de Q représente donc, à une translation près, la distribution de EX. Cette courbe croît de 170 MeV pour R = 2, à 197 MeV pour R = 1,25, où elle est maximum, et décroît ensuite jusqu'à 194 MeV à la symétrie.

On peut décomposer :

$$EX = E_{CT} + E^x \qquad \text{et}$$

$$E^x = E\gamma + E_n$$

où E_{CT} représente l'énergie cinétique totale des fragments, et E^x leur énergie d'excitation,

que l'on peut décomposer en énergie emportée par les γ ($E\gamma$) et par les neutrons (E_n).

De nombreuses indications semblent prouver que l'énergie cinétique des fragments provient presque entièrement de la répulsion coulombienne des fragments au moment de la scission / Réf. 2 et 3/.

Si l'on assimile alors, les fragments à deux sphères au contact, de charges, respectivement Z_1 et Z_2, on peut écrire :

(5) $$E_{CT} = \frac{Z_1 Z_2}{r}$$

où r représente la distance entre les centres de charges des fragments.

Si l'on suppose, ensuite, qu'il y a une répartition uniforme des charges dans la matière nucléaire, il est possible de prévoir la forme de la distribution de l'énergie cinétique totale des fragments, en fonction du rapport des masses.

Cette courbe passe par un maximum à la symétrie, et décroît de façon monotone, lorsqu'on augmente le rapport des masses.

Les résultats expérimentaux sont en opposition avec cette hypothèse. Historiquement, KATCOFF / Réf. 4 / en 1948, mit en évidence, sans faire d'évaluation, le fait que l'énergie cinétique totale des fragments présentait un creux important à la symétrie.

Ce résultat fut confirmé, et mesuré ensuite, par de nombreux auteurs :

La distribution de l'énergie cinétique totale passe par un maximum pour un rapport de masses R = 1,12 et décroît ensuite considérablement lorsque l'on s'approche de la symétrie, la grandeur de ce creux étant de l'ordre de plusieurs dizaines de MeV.

Les auteurs se sont donc attachés à déterminer où passait cette énergie qui faisait défaut à la symétrie.

Un certain nombre d'hypothèses furent alors émises :

1° - SWIATECKI essaya de relier cette observation au phénomène de fission avec émission d'une particule α de long parcours. La probabilité de tripartition est, en effet, du même ordre que la probabilité de fission symétrique. De plus, si l'on ajoute à l'énergie cinétique des fragments, l'énergie cinétique de la particule α (15 MeV en moyenne) et son énergie de liaison (de l'ordre de 10 MeV), on arrive à combler, de façon satisfaisante, le creux observé à la symétrie dans la distribution de l'énergie cinétique totale des fragments.

Cette hypothèse dut être abandonnée. Des expériences ont en effet montré, que la distribution des masses des fragments de fission, en coïncidence avec un α de tripartition, était une distribution asymétrique, dont le rapport pic/creux était sensiblement le même que celui de la distribution des fragments de la fission binaire / Réf. 5/.

2° - La deuxième hypothèse consista à supposer que la fission symétrique était accom-

pagnée d'une émission γ plus importante. Cette hypothèse fut vérifiée, mais l'accroissement de $E\gamma$, à la symétrie, est très insuffisant pour combler le creux en énergie cinétique totale.

Une expérience récente / Réf. 6/ donne les résultats suivants : $E\gamma$ est à peu près constante de R = 2 jusqu'à R = 1,12 et est de l'ordre de 6 MeV, puis croît jusqu'à une valeur de 9 MeV à la symétrie.

3° - Une troisième hypothèse consiste à supposer qu'il y a un partage anormal dans la distribution des charges des fragments / Réf. 7/, tel que le fragment lourd conserve, dans sa structure au voisinage de la symétrie, le nombre magique de 50 protons.

Cela conduirait, d'après le calcul utilisant les équations de masses, à une énergie totale disponible beaucoup plus faible, si bien que, même en supposant que l'énergie d'excitation reste à peu près constante, on pourrait ainsi, retrouver le creux en énergie cinétique totale des fragments.

Il est à noter, que les produits de fission ainsi formés seraient très éloignés de la vallée stable, si bien que les chaînes de décroissance β seraient particulièrement longues.

Il n'y a pas, actuellement, d'expériences sur la répartition des charges des fragments, qui permettent de vérifier cette supposition; elle fut cependant abandonnée, les auteurs étant, actuellement, unanimes, pour attribuer les variations importantes de l'énergie cinétique totale, à l'émission des neutrons.

4° - Neutrons de fission

Il est bien admis que les fragments émettent des neutrons en vol. Le temps d'émission des neutrons est d'ailleurs très court (de l'ordre de 10^{-14}s). Si le nombre moyen de neutrons $\bar{\nu}_o$, émis par fission est connu depuis longtemps ($\bar{\nu}_o = 2,44$ dans le cas de la fission thermique de ^{235}U), en revanche, depuis quelques années seulement, les auteurs ont cherché à déterminer la variation du nombre de neutrons émis en fonction de la masse des fragments.

TERRELL / Réf. 8/, en 1962, a traduit en nombre de neutrons émis en fonction de la masse, la différence entre le spectre radiochimique des masses des fragments (masses "après" émission des neutrons) et le spectre des masses, obtenu par des mesures de vitesses des fragments (masses "avant" émission des neutrons).

TERRELL donne des résultats concernant $\bar{\nu} = f(M)$ pour la fission thermique de ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu, et pour la fission spontanée de ^{252}Cf. Malheureusement, il ne donne pas de renseignements dans la région symétrique, car, dans cette région, la distribution des masses, avant émission des neutrons est mal connue.

Pour les trois isotopes ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu, sa courbe $\bar{\nu} = f(M)$ est interrompue entre les masses 107 et 130. Par contre, la courbe est définie, pour le fragment léger, jusqu'à la masse 120 dans le cas de la fission spontanée de ^{252}Cf.

Le trait caractéristique de ces différentes courbes $\bar{\nu} = f(M)$ est que la valeur de $\bar{\nu}$ paraît être indépendante du noyau fissionnant, et ne dépendre que de la masse du fragment.

Si maintenant, on suppose / Réf. 9/ qu'à la symétrie, les deux fragments émettent le même nombre de neutrons, et si l'on admet la "dépendance universelle" de $\bar{\nu}$ = f (M), on peut voir que, dans le cas de la fission symétrique de ^{235}U, le nombre de neutrons émis est de l'ordre de 6 (Cette valeur est obtenue en multipliant par 2 la valeur de $\bar{\nu}$ à la masse 118 dans le cas de la fission spontanée de ^{252}Cf).

De son côté, APALIN /Réf. 10/, a mesuré directement le nombre moyen de neutrons émis en fonction de la masse des fragments.

De ses mesures, il ressort que la fission symétrique est accompagnée d'une émission neutronique particulièrement importante. Il évalue à 6,3, le nombre total de neutrons émis, à la symétrie, dans le cas de la fission thermique de ^{235}U. Cet accord entre la valeur d'APALIN, tirée de l'expérience et la valeur calculée en admettant avec TERRELL /Réf. 8/ que $\bar{\nu}$ dépend seulement de M et non du noyau fissionnant ne doit toutefois pas faire illusion : dans le même article, APALIN contredit en effet l'hypothèse de la dépendance universelle, par exemple en mesurant, à la masse 110 une valeur de $\bar{\nu}$ égale à 3,6 neutrons, alors que TERRELL prévoit 1,9.

En résumé. Si l'on admet, dans la région symétrique, une augmentation importante du nombre de neutrons émis (traduisant une augmentation correspondante de l'énergie d'excitation), la loi de conservation de l'énergie implique une diminution de l'énergie cinétique des fragments, puisque l'énergie totale disponible est à peu près constante.

A titre d'exemple, admettons /Réf. 10/ que $\bar{\nu}$ à la symétrie est de 6,3 neutrons, alors qu'il n'est que de 2 à la masse 105 (au point où l'énergie cinétique totale moyenne est maximum); d'autre part, à la masse 118, l'énergie de liaison du neutron est de 5,9 MeV /Réf. 11/ et la valeur moyenne de l'énergie des neutrons de fission est de 1,2 MeV/Réf. 8/. A partir de ces données, on peut calculer que l'énergie emportée par les 4,3 neutrons supplémentaires, à la symétrie, est de l'ordre de 30 MeV. Si, à cette valeur, nous ajoutons la différence d'énergie emportée par les γ entre les masses 105 et 118, soit 3 MeV, et la diminution de l'énergie maximum disponible, qui est de l'ordre de 3 MeV, nous voyons que tous ces effets peuvent rendre compte d'une diminution de l'énergie cinétique totale des fragments de l'ordre de 36 MeV.

- Hypothèse de la fission à deux modes

Certains auteurs / Réf. 7 - 12/ se sont attachés à expliquer les différences présentées par les courbes de distribution des masses des fragments, suivant la nature du noyau fissile étudié, ou, pour un noyau donné, suivant la valeur de l'énergie d'excitation apportée au système.

L'hypothèse de l'existence de deux modes de fission a été avancée : un mode symétrique (mode A) correspondant à une distribution symétrique des masses, et un mode asymétrique (mode B) correspondant à une distribution des masses dont le maximum de probabilité se-

rait situé autour du rapport des masses R = 1,5.

Dans la fission du ^{209}Bi par des ^{3}He de 25 MeV, le mode "A" serait fortement prédominant; dans la fission du ^{226}Ra par des deutons de 10 MeV, les deux modes seraient également représentés (la courbe de distribution des masses des fragments de la fission de ^{226}Ra par des deutons de 10 MeV présente, en effet, trois bosses d'équivalente importance) alors que dans la fission thermique de ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu, le mode "B" serait très nettement prépondérant.

Si l'on suppose que la probabilité du mode "A" augmente lorsque l'on fait croître l'énergie d'excitation du système, alors que la probabilité du mode "B" reste constante,ou diminue, on peut expliquer la déformation du spectre de rendement des masses en fonction de l'énergie d'excitation. On sait, en effet, que dans le cas de la fission de ^{226}Ra, comme dans le cas de la fission de noyaux plus lourds comme ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu, le creux de la distribution des masses se remplit considérablement, à la symétrie, lorsqu'on augmente l'énergie d'excitation.

Par exemple, dans le cas de la fission de ^{235}U, le rapport pic/creux de la distribution des masses passe de 600, dans le cas de la fission thermique, à 6, dans le cas de la fission par des neutrons de 14 MeV.

Un traitement intéressant a été effectué par BRITT /Réf. 12/ dans le cas de la fission de nombreux noyaux à des énergies d'une dizaine de MeV. De ses résultats,il ressort que deux modes sont représentés dans la fission. Chacun de ces deux modes est caractérisé par une distance entre les centres de charges, au moment de la scission, indépendante du rapport des masses des fragments. La distance entre les centres de charges, dans le mode symétrique est 10% plus grande que dans le mode asymétrique.

Dans une fission de type fortement asymétrique, comme la fission thermique de ^{235}U, étudiée dans ce travail, il est difficile de mettre en évidence, l'existence d'une fission à deux modes.

Cependant, THOMAS / Réf. 13/, dans une expérience récente, présente une courbe de distribution des masses des fragments de la fission thermique de ^{235}U, à une énergie cinétique totale de 129 MeV, qui présente 3 pics résolus, dont un pic à la symétrie.

Cette courbe est très importante, car, si elle était réelle, cela prouverait, sans ambiguité, qu'il existe un mode symétrique dans la fission à basse énergie.

- En conclusion

Il est bien admis que la distribution de l'énergie cinétique totale des fragments présente un creux important à la symétrie des masses. Tous les auteurs sont qualitativement d'accord, et attribuent cet effet à l'émission des neutrons de fission.

Si l'hypothèse de la fission à deux modes rend compte, de façon satisfaisante, du pro-

cessus de la fission de certains noyaux, dont les spectres de distribution des masses présentent 3 pics; on peut penser qu'un processus du même genre peut être la cause du remplissage du creux de la distribution des masses des fragments de la fission de noyaux plus lourds, à énergie d'excitation élevée. Par contre, dans le cas de la fission thermique, l'existence d'un mode symétrique n'est nullement évidente et une vérification des résultats de THOMAS, cités plus haut, est importante.

Nous nous proposons donc de préciser la grandeur du creux, que présente, à la symétrie, la distribution de l'énergie cinétique totale moyenne des fragments, et de vérifier, par des mesures de distribution des masses des fragments, à énergie cinétique totale faible, s'il existe une contribution nette, d'un mode symétrique, dans la fission thermique de ^{235}U.

CHAPITRE II

ETUDE COMPARATIVE DES TECHNIQUES DE MESURE DES MASSES ET DES ENERGIES CINETIQUES DES FRAGMENTS

Si tous les auteurs sont qualitativement d'accord, sur la présence à la symétrie du creux que comporte la courbe de distribution de l'énergie cinétique totale moyenne des fragments, en fonction du rapport des masses, la grandeur qu'ils attribuent à ce creux varie dans des proportions considérables.

Nous allons préciser quelles sont les différentes méthodes expérimentales utilisées, et discuter les raisons du désaccord qui règne entre les expérimentateurs.

A - Mesures radiochimiques

I - Techniques

Les techniques radiochimiques consistent à irradier un dépôt fissile au contact duquel on a placé plusieurs feuilles métalliques, dans lesquelles sont arrêtés les fragments de fission.

Après irradiation, les feuilles de matériau "stoppant" sont dissoutes, et les produits de fission sont séparés chimiquement.

Pour chaque produit de fission ainsi isolé, on détermine son activite dans chacune des feuilles métalliques. De ces activités relatives, on déduit la valeur du parcours moyen du produit de fission étudié.

La valeur de ce parcours moyen est ensuite traduite en énergie cinétique moyenne, à l'aide de relations semi-empiriques de transformation parcours-énergie.

II - Avantages et inconvénients des mesures radiochimiques

1 - Avantages

Les principaux avantages que présentent les méthodes radiochimiques sont de deux types :

a) Il est toujours possible d'obtenir les isotopes à faible rendement en quantité suffisante pour que leur étude ne pose pas de difficultés particulières : on peut irradier des quantités

importantes de l'élément fissile considéré; on peut utiliser des flux neutroniques très élevés (jusqu'à $8.10^{12} n/cm^2/s$ pour les expériences d'ARAS - Réf. 14); enfin il est toujours possible de jouer sur les temps d'irradiation.

b) la radiochimie conduit à une connaissance complète des chaînes de filiation puisque, par combinaison de l'analyse chimique et de la spectroscopie, chaque isotope peut être complètement identifié. La masse du fragment se trouvant à l'origine de chaque chaine est en particulier connue sans ambiguité.

2 - Inconvénients

Les difficultés que présentent ces méthodes peuvent être décomposées en deux parties suivant la chronologie du traitement :

- L'obtention de la valeur du parcours moyen
- La transformation du parcours en énergie cinétique.

a) Mesure du parcours moyen

Au stade de l'irradiation, les principales difficultés résident dans la bonne connaissance des caractéristiques du dépôt et des feuilles absorbantes telles que : homogénéité du dépôt et des feuilles absorbantes, état de surface du dépôt, etc...

Il s'y ajoute toutes les difficultés inhérentes à toute méthode chimique de séparation d'éléments existant à l'état de traces.

Si nous passons sur les problèmes que pose le comptage de l'activité des solutions, la détermination du parcours moyen peut être imprécise à cause de la dispersion importante des parcours pour une masse donnée.

Cette dispersion a deux causes :

- Le fait qu'à une masse donnée, il existe une distribution des énergies cinétiques,
- Le "Range Straggling", dû aux chocs nucléaires en fin de parcours, et qui est le fait que les fragments, voient, dans ces chocs, leur direction modifiée.

b) Transformation parcours-énergie cinétique

Ici, les difficultés sont importantes. Il n'existe pas de relations exactes liant le parcours d'un noyau lourd fortement chargé, et son énergie cinétique.

Le processus même de perte d'énergie des fragments de fission est un phénomène complexe.

Pour illustrer les difficultés que présentent les transformations parcours-énergie, il est possible de citer le traitement utilisé par ARAS/Réf. 14/ qui mesurait les parcours dans l'aluminium, des fragments de la fission thermique de ^{235}U.

ARAS utilise une relation /Réf. 15/ qui est la somme de deux termes :

Le premier, exprimant la perte d'énergie par ionisation, et le deuxième, évaluant la

perte d'énergie en fin de parcours, dans les chocs nucléaires.

Les valeurs de l'énergie cinétique ainsi calculées étant considérablement plus faibles que celles déterminées par MILTON et FRASER /Réf. 16/ à l'aide de méthodes physiques, ARAS ajuste certains paramètres dans les relations utilisées, de façon à obtenir, dans la région des masses à haut rendement, des valeurs de l'énergie cinétique totale moyenne, cohérentes avec celles de MILTON et FRASER; les relations ainsi modifiées de façon empirique sont ensuite utilisées pour le traitement des autres masses.

Par contre, il appliqua sa relation parcours-énergie ajustée aux expériences de NIDAY /Réf. 7/ relatives aux parcours, dans l'uranium, des fragments de fission de ^{235}U. Les valeurs de l'énergie cinétique totale moyenne obtenues étaient aberrantes, les écarts en énergie atteignant 25%. Il fit une tentative du même genre relativement aux parcours dans les gaz de PETRZHAK /Réf. 17/ et les résultats obtenus furent encore plus mauvais, les écarts atteignant 60%.

On peut en conclure que la valeur de 24 MeV trouvée par ARAS, pour le creux à la symétrie de la distribution de l'énergie cinétique totale moyenne des fragments de la fission thermique de l'^{235}U est sujette à caution. ARAS, lui-même, signale d'ailleurs que le bon accord entre son expérience et celle de MILTON, dans la région des masses asymétriques est "quelque peu fortuit".

La difficulté de la transformation peut encore être illustrée par les résultats publiés par ALEXANDER /Réf. 18/. Les valeurs du creux en énergie cinétique totale moyenne varient, pour ^{235}U, de 19 à 26 MeV suivant les approximations qu'il fait dans les relations de transformation parcours-énergie.

B - Mesures physiques

On peut définir, dans ce paragraphe, toutes les expériences, où la mesure corrélée de plusieurs paramètres, par des moyens électroniques, aboutit à la détermination des masses des fragments, en utilisant les relations fondamentales de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, dans la réaction :

(6) $$M_1 + M_2 = M_o \qquad \text{et}$$

(7) $$M_1 \vec{V}_1 + M_2 \vec{V}_2 = 0$$

De ces deux relations, on tire :

(8) $$M_1 = M_o \frac{V_2}{\vec{V}_1 + V_2}$$

ou

(9) $$M_1 = M_o \frac{E_2}{E_1 + E_2}$$, en considérant que $E_1 = \frac{1}{2} M_1 V_1^2$

où M_o représente la masse du noyau composé.

M_1, V_1, E_1 et M_2, V_2, E_2, respectivement, les masses, vitesses et énergies cinétiques, avant émission neutronique, des deux fragments associés.

On voit donc que les mesures physiques se décomposent en deux groupes :
- Mesure des vitesses des deux fragments associés d'une même fission,
- Mesure des énergies cinétiques des deux fragments.

I - Mesure des vitesses des fragments

Cette méthode a été utilisée dans la remarquable expérience de MILTON et FRASER /Réf. 16/, qui mesuraient la vitesse des fragments par la technique du temps de vol. Cette méthode consiste à mesurer électroniquement le temps que mettent les fragments, à parcourir des bases de vol de longueur connue.

Un dépôt mince, sur support mince, était placé entre deux bases de vol de 180 cm de longueur. Un détecteur (Start), placé au voisinage du dépôt indiquait l'instant où se produisait la fission, alors que deux détecteurs (Stop), placés aux extrémités des bases de vol, décelaient l'arrivée des fragments.

Tous les détecteurs étaient du type "détecteurs d'électrons secondaires".

On peut noter, ici, les difficultés et les avantages que présente cette technique expérimentale.

1 - Inconvénients

Si nous passons sur les difficultés de réalisation, au niveau même des détecteurs, telles que, par exemple, la construction d'électrodes suffisamment bien polies pour qu'elles n'émettent pas, elles-mêmes, d'électrons secondaires, les inconvénients sont de deux types :
- D'une part, la précision requise, pour la mesure des vitesses des fragments, nécessite l'utilisation de bases de vol longues, ce qui réduit considérablement l'efficacité de détection.
- D'autre part, il est délicat d'utiliser des détecteurs sensibles aux γ, tels que des scintillateurs plastiques et des tubes photomultiplicateurs, auprès d'un canal de pile où le bruit de fond est important.

2 - Avantages

Les avantages résident dans le caractère de rapidité des détecteurs utilisés. Les photomultiplicateurs produisent, en effet, des impulsions dont le temps de montée n'est que de quelques nanosecondes. Les fluctuations de temps de transit des électrons, fortement accélérés dans l'optique électronique qui précède le détecteur, sont faibles. L'effet centre-bord des feuilles émissives, sur le parcours des électrons secondaires, correspondait à une fluctuation du temps mesuré de 0,9 nanoseconde.

Les mesures de temps sont, corrélativement, précises.

MILTON et FRASER /Réf. 16/ signalent, que la résolution globale de la mesure, était de 2,5 nanosecondes (largeur à mi-hauteur), alors que les temps à mesurer étaient de l'ordre de 150 nanosecondes.

3 - Calcul de la masse des fragments

Le calcul de la masse des fragments était obtenu à l'aide de la relation (8).

Cette relation est exacte pour des fragments, avant qu'ils n'aient émis de neutrons. Il est clair qu'il est impossible d'accéder à la détection de tels fragments, le temps d'émission neutronique étant de l'ordre de 10^{-14} seconde. Néanmoins, si l'on suppose que l'émission des neutrons est isotrope, dans le centre de masse du fragment, la vitesse en moyenne n'est pas changée par cette émission.

La différence entre les vitesses moyennes, avant et après émission neutronique est de l'ordre de 0,01% /Réf. 8/.

L'émission des neutrons ne produit qu'un élargissement du spectre des masses des fragments. La variance $\sigma^2_{(M)}$, qui en résulte, est de l'ordre de 0,3 / Réf. 8 /, ce qui conduit à une largeur à mi-hauteur de 1,3 a.m.u.

Compte-tenu de cet élargissement, de la précision sur la mesure du temps de vol, et des pertes d'énergie dans le dépôt et dans la feuille mince du détecteur "Start", la résolution globale, de la mesure de MILTON et FRASER / Réf. 16/ était de 2. a. m. u. (largeur à mi-hauteur).

On peut conclure, que cette méthode, difficile à mettre en oeuvre expérimentalement, fournit des calculs de masses précis, et est particulièrement bien adaptée à l'étude des structures fines existant sur la courbe de distribution des masses des fragments.

II - Mesure des énergies cinétiques des fragments

Cette méthode a été utilisée, à l'origine, par BRUNTON et HANNA / Réf. 19 / et par BRUNTON et THOMPSON / Réf. 20/, pour étudier la variation de l'énergie cinétique totale moyenne, en fonction du rapport des masses des fragments. Ils utilisaient une double chambre à grilles.

Ils mirent en évidence, sans pouvoir faire la mesure au-dessous du rapport de masses R = 1,1, que l'énergie cinétique totale moyenne des fragments, dans le cas de la fission thermique de ^{235}U, diminuait lorsque l'on passait de R = 1,25 où elle était maximum, à R = 1,1.

Plus récemment, cette même technique fut utilisée par APALIN en 1965 / Réf. 21/ qui mesura un creux à la symétrie, de 25 MeV, dans la courbe de distribution de l'énergie cinétique totale moyenne des fragments de la fission thermique de ^{235}U.

Mais cette méthode fut surtout employée, grâce à l'apparition des détecteurs à semi-conducteur, de surface appréciable (jonctions P-N, puis détecteurs à barrière de surface).

1 - Inconvénients et avantages

On peut résumer les inconvénients et les avantages que présentent ces types de détecteurs :

a) Inconvénients

Du fait de la très faible profondeur (50 microns), des détecteurs utilisés, la capacité qu'ils présentent est importante. Cette capacité n'est d'ailleurs pas stable : elle varie en fonction de la température, et en fonction de la dose intégrée des fragments détectés.

Ces détecteurs ne sont pas sensibles à l'énergie perdue par les fragments de fission, en fin de parcours, dans les chocs nucléaires; ce phénomène se traduit par un défaut d'amplitude dans la réponse du détecteur. Nous discuterons plus loin les corrections à apporter pour tenir compte de cet effet.

b) Avantages

L'énergie nécessaire, pour créer une paire électron-trou, dans un tel détecteur, est faible, et indépendante de la masse de la particule incidente ($E \sim 3,5$ eV).

Le temps de collection des charges est très court (de l'ordre de 10 nanosecondes).

L'avantage principal, que présentent ces détecteurs, réside dans la facilité de les mettre en oeuvre.

2 - Calcul de la masse des fragments

Le calcul de la masse est obtenu à l'aide de la relation (9).

La valeur de la masse ainsi définie (avant émission des neutrons) est inaccessible, par le fait que les énergies cinétiques que l'on mesure, sont des énergies, après émission neutronique.

Néanmoins, il est possible de calculer une "pseudo-masse" μ_1, définie par la relation :

$$\mu_1 = M_o \frac{e_2}{e_1 + e_2}$$

où e_1 et e_2 sont les énergies cinétiques des fragments, après émission des neutrons.

La courbe de distribution des "pseudo-masses", ainsi obtenues, présente des distorsions appréciables.

TERREL/Réf. 8/ a discuté cet effet, et il en déduit les points suivants :

- Le déplacement moyen de la distribution des "pseudo-masses" lourdes est de 0,28 a.m.u.
- L'écart entre la valeur de la "pseudo-masse" et celle de la masse avant émission neutronique atteint 1,6 a.m.u. à la masse 126 et passe à - 1 a.m.u. à la masse 156.

Notons cependant qu'il est possible de corriger ces écarts, en connaissant la valeur du nombre de neutrons émis à une masse donnée :

$\bar{\nu}$ = f (M)

3 - Résolution en masse

La connaissance de $\bar{\nu}$ = f (M) permet de calculer la résolution en masse théorique que l'on peut attendre, lorsque le calcul des masses est obtenu à l'aide de la valeur des énergies cinétiques des fragments.

La variance $\sigma^2_{(M)}$ peut être calculée à l'aide de la relation (11) proposée par TERREL /Réf. 8/.

Cette relation est la somme de quatre termes :

- Les deux premiers rendent compte de l'élargissement dû à l'émission des neutrons,
- Le troisième exprime l'effet produit par la résolution en énergie des détecteurs (1,5 MeV),
- Le dernier terme B est relatif à la stabilité de l'appareillage.

$$(11) \qquad \sigma^2_{(M)} = \frac{4\ \bar{\nu}_T\ M_1\ M_2\ \eta}{3\ M_o\ \overline{E_{CT}}} + \frac{1}{4}\ \sigma^2\ (\bar{\nu}_T) + \frac{0,41}{\overline{E_{CT}}^2}(M_1^2 + M_2^2) + B$$

où $\bar{\nu}_T$ représente le nombre total moyen de neutrons émis,

M_1 et M_2 les masses, avant émission des neutrons, des fragments complémentaires,

η l'énergie moyenne des neutrons de fission que l'on peut prendre à 1,2 MeV/Réf. 8/,

$\overline{E_{CT}}$ l'énergie cinétique totale moyenne des fragments,

M_o la masse du noyau composé,

$\sigma^2_{(\bar{\nu}_T)}$ = 0,41 / Réf. 8/,

En négligeant le terme B, on peut ainsi, calculer la résolution en masse, théorique minimum.

Cette résolution varie, en fonction de la masse, de 3 à 4,2 a.m.u. (largeur à mi-hauteur).

En conclusion, cette méthode, compte tenu de la résolution en masse qu'elle permet d'obtenir, est moins bien adaptée que la méthode de mesure des vitesses, au traitement du problème des structures fines du spectre de distribution des masses des fragments.

Les problèmes de calibration qu'elle pose (mesure absolue des énergies) sont du même ordre que ceux impliqués dans la mesure des vitesses.

Les corrections à apporter, dans le calcul des masses moyennes sont possibles en connaissant la valeur de $\bar{\nu}$ = f (M).

Mais, grâce à sa facilité de mise en oeuvre, elle est farfaitement adaptée à la mesure

des paramètres cinétiques de la fission.

III - Evènements aberrants

Toutes ces méthodes aboutissent, sauf dans la région des masses symétriques, à des résultats cohérents en ce qui concerne les paramètres importants de la fission thermique, à savoir : le taux de production et la valeur de l'énergie cinétique totale moyenne des fragments, à une masse donnée.

Dans la région symétrique, par contre, un profond désaccord existe : on peut voir, par exemple, que les valeurs publiées, du creux en énergie cinétique totale moyenne, à la symétrie, varient dans un rapport 2 (Tableau 1, page 17).

Le caractère commun à toutes les méthodes physiques (mesure des deux vitesses, ou mesure des deux énergies cinétiques des fragments) réside dans le fait, que les résultats sont perturbés, par la détection d'évènements, où l'un des deux paramètres mesurés est faux.

Tous les auteurs sont unanimes sur ce point.

Comme nous le verrons, ces évènements aberrants "contaminent" des régions où la fission est rare; entre autres, la région de la fission symétrique. L'effet est, d'ailleurs, d'autant plus important que la fission symétrique a une faible probabilité.

Ces évènements aberrants sont dûs au fait qu'il existe des queues, versles basses énergies, sur les fonctions de résolution des détecteurs.

Ces queues ont des causes expérimentales, par exemple :

- Perte d'énergie anormale dans le dépôt du fait de son inhomogénéité microscopique,
- Perte d'énergie dans le support du dépôt pour la même raison,
- Perte d'énergie due à une réflexion du fragment sur les parois de l'installation, avant qu'il n'atteigne le détecteur,
- Effets de bords des détecteurs.

Pour matérialiser les effets causés par ces évènements aberrants, il est facile de les placer sur le tableau carré de la distribution de probabilité $P(E_1, E_2)$ des énergies des fragments.

Ce mode de représentation de la fission est bien connu et il n'est pas nécessaire d'y revenir.

Partons d'un point A (figure 1) caractéristique d'une fission de forte probabilité. Si nous supposons que, pour une telle fission, l'un des fragments d'énergie E_2 a été correctement détecté, mais que l'autre a été détecté avec une énergie E_1 inférieure à la valeur réelle, nous voyons que le point représentatif va se déplacer de A vers A'.

Les traînées de la figure 1 montrent les régions contaminées par ces évènements aberrants. Nous voyons que les queues produites par une perte d'énergie sur le fragment lourd se

manifestent par l'apparition d'évènements, dans la région de la fission très asymétrique. Par contre, les queues sur les spectres des fragments légers enrichissent préférentiellement la région de la fission symétrique, et cela, à énergie cinétique totale basse.

S'il est, à la rigueur, possible d'éliminer a priori ces évènements dans la région très asymétrique, car ils conduiraient à des calculs de masses, qu'on sait ne pas exister dans la fission, par contre, rien ne permet, à priori, de détecter ces évènements faux dans la région symétrique.

Ces évènements aberrants ont comme effet :

- D'une part, de diminuer la valeur du rapport pic/creux de la distribution expérimentale des masses des fragments,
- D'autre part, de diminuer la valeur de l'énergie cinétique totale moyenne des fragments, dans la région symétrique.

Le tableau I résume les valeurs publiées à ce jour du creux, à la symétrie, que présente le spectre de l'énergie cinétique totale moyenne des fragments, et de l'évaluation, par les auteurs, du nombre d'évènements aberrants à la symétrie. Toutes ces valeurs se rapportent à la fission thermique de ^{235}U.

Afin d'améliorer les mesures dans la région symétrique, la méthode que nous proposons permet d'identifier, donc d'éliminer systématiquement tous les évènements aberrants.

TABLEAU I

Auteur	ALEXANDER	GIBSON	NIDAY	MILTON	ALEXANDER	APALIN	THOMAS	APALIN	ARAS	SCHMITT
Référence	x 23	23	x 17	16	x 19	10	13	22	x 14	24
E_{CT} Max - E_{CT} Sym	30	28	31	38	19 à 27	26	31	25	24	24
Evaluation, par les auteurs, du taux d'évènements aberrants à la symétrie				70%		40%	50%	20%		

Toutes les colonnes marquées x sont relatives à des mesures radiochimiques

CHAPITRE III

METHODE EXPERIMENTALE - APPAREILLAGE - ACQUISITION DES DONNEES

A - Méthode expérimentale

Cette méthode consiste à mesurer, en plus des deux énergies cinétiques en coïncidence (e_1 et e_2), qui permettent de calculer la masse des fragments, une troisième grandeur (T_{ex}), liée à la vitesse des fragments, et à tester la cohérence de l'ensemble.

Ce dernier paramètre T_{ex} a été choisi comme étant la différence entre les temps que mettent les deux fragments à parcourir des bases de vol de longueur connue.

Dans le cas où les longueurs des bases de vol sont égales, ce qui était réalisé dans notre expérience, la différence T des temps de vol des deux fragments s'écrit :

$$T = l \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right) \qquad (12)$$

où l représente la longueur des bases de vol;
v_1 et v_2 les vitesses, après émission neutronique, des deux fragments.

Si nous portons dans la relation (12) la valeur de $v_1 = \sqrt{\frac{2\,e_1}{m_1}}$ où e_1 et m_1 sont respectivement l'énergie et la masse du fragment après émission des neutrons, nous pouvons écrire :

$$T = l \left(\sqrt{\frac{m_1}{2\,e_1}} - \sqrt{\frac{m_2}{2\,e_2}} \right) \qquad (13)$$

Afin d'éliminer m_1 et m_2 de cette dernière relation, nous faisons une approximation en remplaçant m_1 par une "pseudo masse" μ_1 calculée d'après la relation (10).

L'erreur moyenne, sur la valeur de m_1, introduite par cette approximation est de l'ordre de 1% pour les masses lourdes. L'erreur maximum restant inférieure à 3% dans le cas des masses très asymétriques.

Nous pouvons alors calculer une valeur approchée T_c de T qui s'écrit :

$$T_c = l \sqrt{\frac{M_o}{2}} \left(\frac{e_2 - e_1}{\sqrt{e_1\,e_2\,(e_1 + e_2)}} \right) \qquad (14)$$

Notre méthode consiste à tester la cohérence entre la valeur mesurée (T_{ex}) et la valeur (T_c) de la différence des temps de vol.

Lorsque la différence $T_{ex} - T_c$ était supérieure à une valeur qui sera indiquée et justifié plus loin, nous avons considéré que l'évènement était aberrant, et nous l'avons rejeté.

B - Justification de la technique utilisée

Deux types de mesures permettent, comme nous l'avons vu, de calculer la masse des fragments de fission : la mesure corrélée des vitesses, ou des énergies cinétiques des deux fragments.

- Mesure des deux vitesses

Nous aurions pu adopter cette méthode, qui procure la meilleure précision sur le calcul des masses moyennes des fragments, mais on peut remarquer que l'utilisation de détecteurs, tels que ceux de MILTON et FRASER / Réf. 16/, ne permet pas la mesure du troisième paramètre imposé par notre méthode. Il eut alors été pensable de remplacer les détecteurs d'électrons secondaires, par des détecteurs sensibles à l'énergie cinétique des fragments.

Cette dernière proposition a été rejetée, car elle nécessitait obligatoirement la mise en place d'un détecteur de "Temps Zéro" à partir duquel auraient été effectuées les mesures de temps de vol des fragments.

La difficulté de réalisation d'un tel ensemble nous a conduit à lui préférer la solution suivante :

- Mesure des énergies cinétiques

Nous avons utilisé deux détecteurs à semi-conducteur, qui permettent à la fois de faire des mesures d'énergies et de temps de vol. La précision obtenue, sur la mesure du temps, est tout à fait convenable, compte tenu du temps de montée des signaux fournis par ce type de détecteurs (de l'ordre de 10 ns).

Il est clair que la principale difficulté de la méthode que nous proposons, réside dans le fait qu'il nous fallait faire des mesures absolues d'énergie et de temps de vol des fragments.

C - Mesures absolues de l'énergie cinétique

Les mesures d'énergie ont été obtenues à l'aide de détecteurs à barrière de surface Au - Si.

I - Détecteurs

Au contact entre une zone P (représentée par l'or dans ce type de détecteur) et une zone N, se forme une barrière de potentiel de très faible épaisseur. En polarisant le détecteur

dans le sens inverse de la conduction, on fait croître l'épaisseur de la barrière.

Une particule chargée, qui traverse cette zone, perd son énergie par ionisation, créant ainsi des paires électron-trou qui se déplacent dans le champ électrique, pour être finalement collectées par les électrodes du détecteur.

Pour un tel détecteur, de résistivité ρ (en ohms-cm) auquel est appliquée une tension de polarisation V (en volts), on peut calculer l'épaisseur D (en microns) de la barrière de potentiel :

(15) $$D = 0,5 \sqrt{\rho V}$$ (pour du silicium de type N)

Ce paramètre représente l'épaisseur utile du détecteur. Dans le cas de la détection de fragments de fission, il faudra veiller à ce que D soit supérieur à 30 microns, qui représente la valeur du parcours maximum des fragments dans le silicium.

On peut également calculer la valeur du champ électrique H (en volts/cm) à l'intérieur de la barrière. Ce champ électrique est maximum au contact entre l'or et le silicium, et décroît ensuite linéairement, jusqu'à une valeur nulle, à une distance D de la surface.

(16) $$H_{MAX} = 4,2 \times 10^4 \sqrt{\frac{V}{\rho}}$$

Dans le cas de la détection de fragments de fission, la valeur de H_{MAX} doit être grande (supérieure à 6 000 V/cm).

En effet, la densité d'ionisation des fragments de fission est telle, en début de parcours, que le champ électrique, local, créé par les paires électron-trou qui ont tendance à se recombiner, s'oppose au champ électrique principal.

Si le champ électrique effectif est insuffisant, la faible vitesse des porteurs conduit à un taux de recombinaison important, ce qui se traduit par une diminution de l'amplitude du signal observé, et par une augmentation de son temps de montée.

Cet effet est habituellement appelé "effet plasma".

On peut déterminer expérimentalement la valeur de la tension à appliquer sur le détecteur pour que ce défaut d'amplitude soit négligeable. Un tel défaut n'étant pas rencontré dans le cas de la détection de particule α, il est possible de tracer les variations du rapport des amplitudes fissions/alphas. Par exemple, le rapport de l'amplitude du fragment léger le plus probable, à celles des particules α d'une source de ^{252}Cf.

La courbe qui en résulte est croissante pour les faibles tensions de polarisation et présente ensuite un plateau étendu. La région caractérisée par ce plateau est habituellement appelée "zone de saturation" du détecteur et représente la région où la collection des charges est totale.

- Choix du détecteur

Il est facile de voir que les détecteurs de basse résistivité seront les mieux adaptés à la détection des fragments de fission.

En effet, pour une tension de polarisation relativement faible, la profondeur utile sera suffisante, et la valeur du champ électrique maximum sera importante. On peut noter qu'il est intéressant de limiter le volume utile du détecteur pour en diminuer l'efficacité γ.

En conséquence, nous avons choisi des détecteurs ORTEC, de 450 mm^2 et de résistivité ρ = 300 ohm-cm.

La tension de polarisation était fixée à 30 volts. Dans ces conditions, la profondeur utile était de 50 microns et la valeur du champ électrique maximum était de 14 000 V/cm. La capacité d'un tel détecteur était de l'ordre de 1 100 pF.

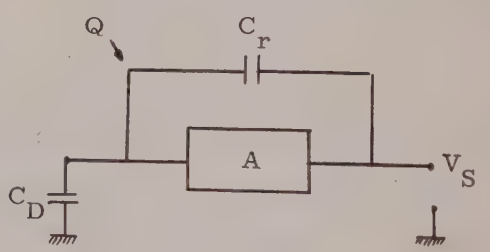
II - Préamplificateurs

Afin de compenser les variations de capacité qui existent dans de tels détecteurs (en fonction de la température par exemple), il est nécessaire d'utiliser un préamplificateur sensible, non pas à la tension délivrée $V = \frac{Q}{C}$, mais plutôt au nombre Q de charges créées dans le détecteur.

Un tel système est composé par un amplificateur à grand gain (A) qui comporte une contre-réaction capacitive.

La tension de sortie V_S d'un tel système s'écrit :

(17) $$V_S = \frac{Q}{\frac{C}{A} + C_r\left(\frac{A+1}{A}\right)}$$



où C_r représente la capacité de contre-réaction,
et C la somme de C_D (capacité du détecteur) et de C_r.

On voit que, si le terme $\frac{C}{A}$ reste petit devant le terme C_r, ce qui est réalisé, la tension de sortie s'écrit :

$$V_S \# \frac{Q}{C_r}$$

où C_r est choisie comme étant une capacité particulièrement stable.

III - Calibration en énergie

Les fragments de fission perdent leur énergie, dans le semi-conducteur, par deux processus :

- Au moins 90% de l'énergie totale est perdue par ionisation. La collection des paires électron-trou qui en résultent donne naissance au signal observé à la sortie du détecteur.

L'amplitude de ce signal est fréquemment appelé "Réponse" du détecteur.

- Le reste de l'énergie est perdu, en fin de parcours des fragments, sous forme de chocs nucléaires.

On peut noter que ces chocs, à la longue, créent des dislocations dans le réseau cristallin du détecteur, qui en détériorent les caractéristiques. Ces phénomènes, qui n'apparaissent qu'après un flux intégré de quelques 10^8 fragments de fission, sont peu gênants, à condition que le champ électrique, à l'intérieur du détecteur, soit suffisant.

Il nous fallait donc tenir compte de cette perte d'énergie par chocs nucléaires, afin d'en corriger la réponse des détecteurs.

La méthode que nous avons utilisée est celle proposée par SCHMITT / Réf. 25/.

SCHMITT a mesuré directement la réponse de détecteurs à barrière de surface, pour des ions de ^{79}Br, ^{81}Br et des ions de ^{127}I, d'énergies variant de 20 à 120 MeV.

De ses expériences, SCHMITT conclut :

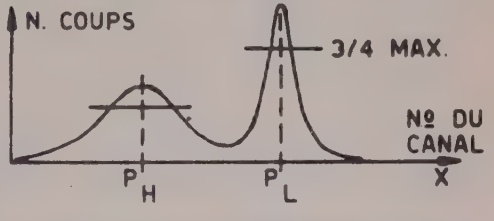
- D'une part, qu'il y a, pour une masse donnée, une dépendance linéaire entre la réponse du détecteur et l'énergie de la particule.
- D'autre part, pour une réponse donnée, l'énergie est une fonction linéaire de la masse.

Il en déduit donc la relation suivante, liant la réponse X du détecteur et l'énergie cinétique e de la particule :

$$e = (a + a'm)\, X + b + b'm \qquad (18)$$

On peut noter que les coefficients constants a, a', b, b' sont caractéristiques d'un détecteur donné fonctionnant dans la "région de saturation".

SCHMITT propose une méthode qui permet de calculer ces coefficients, à partir des abscisses de deux points particuliers P_L et P_H du spectre de réponse du détecteur aux fragments de fission de ^{235}U.



L'abscisse de P_L représente le milieu du segment obtenu, en coupant le pic léger du spectre X par une droite dont l'ordonnée est égale aux 3/4 du maximum du pic léger. L'abscisse de P_H est obtenue par le même traitement sur le pic lourd.

SCHMITT donne les valeurs des énergies que doivent avoir les ions Brome et Iode pour que la réponse du détecteur soit égale, respectivement, aux valeurs de P_L et P_H.

Il définit ainsi quatre valeurs "universelles" :

$e_{P_L}(80) = 98,623$ MeV $\qquad e_{P_L}(127) = 104,944$ MeV

$e_{P_H}(80) = 63,973$ MeV $\qquad e_{P_H}(127) = 68,134$ MeV

Ces quatres valeurs permettent de déterminer les coefficients a, a', b, b' de la relation (18).

On peut remarquer que cette méthode d'autocalibration permet de calculer les énergies initiales (après émission de neutrons) des fragments, même si celles-ci ont été faiblement dégradées ; en particulier, elle corrige de la perte d'énergie des fragments dans le dépôt fissile ou dans son support.

D - Mesures absolues des vitesses des fragments

La mesure des vitesses était obtenue grâce à la technique du temps de vol. Le paramètre à mesurer était, comme nous l'avons défini, la différence entre les temps de vol des deux fragments.

Après avoir distingué, à priori, un détecteur "Start" et un détecteur "Stop", le problème consiste à transformer le temps qui s'écoule entre l'impulsion "Start" et l'impulsion "Stop" en un signal, dont l'amplitude est proportionnelle au temps. Cette transformation s'opère à l'aide d'un convertisseur temps-amplitude.

Afin d'obtenir des temps à mesurer positifs, nous avons retardé le signal du détecteur "Stop", d'un temps fixe, de façon à ce qu'il arrive toujours après le signal du détecteur "Start".

Pour améliorer la précision de la mesure, nous avons cherché à utiliser des impulsions les plus rapides possibles.

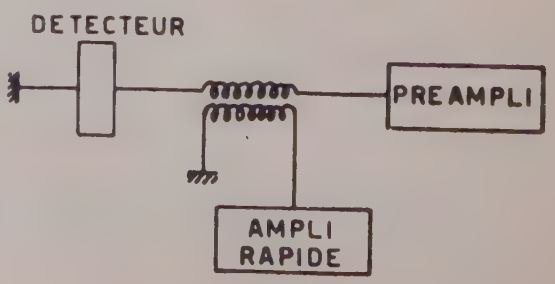
Un certain nombre de problèmes se posent :

- Le prélèvement des signaux, à temps de montée rapide, fournis par les détecteurs,
- La définition précise d'un instant, sur le front de montée de ces signaux,
- La calibration en temps, absolue, du dispositif de mesure.

I - Prélèvement des impulsions rapides

La technique utilisée est celle du "Time Pickoff" décrite par WILLIAMS / Réf. 28/.

Cette technique consiste à dériver l'impulsion de courant du détecteur, au secondaire d'un transformateur dont le primaire est en série avec le détecteur.

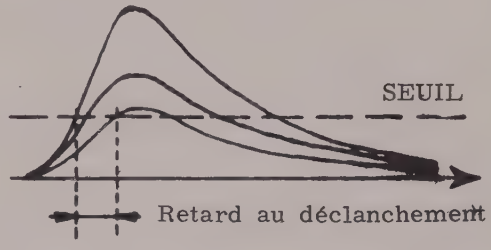


Ce signal est ensuite amplifié dans un amplificateur de gain 250 et de temps de montée propre 4 nanosecondes.

Compte tenu des caractéristiques des détecteurs et des transformateurs que nous avons utilisés, le temps de montée des signaux, à la sortie de l'amplificateur, était de 10 nanosecondes.

II - Définition du temps sur les impulsions "Start" et "Stop"

Il est bien connu, qu'il est difficile de définir avec précision, une fonction temps, sur un spectre d'impulsions.



Si nous utilisons, par exemple, un dispositif qui délivre un signal standard, lorsque les impulsions à étudier dépassent un certain seuil, il est clair, que l'instant où sera délivré le signal standard dépendra de l'amplitude du signal à analyser par rapport au seuil. On peut définir ainsi, un retard au déclanchement, du dispositif utilisé.

Il existe un certain nombre de techniques compliquées, qui visent à minimiser cet effet, sans toutefois pouvoir l'annuler complètement. Nous n'avons pas utilisé de telles techniques; mais, tenant compte du fait que nous mesurons par ailleurs, sur une voie lente, l'amplitude du signal délivré par le détecteur, nous avons mesuré expérimentalement le retard au déclanchement en fonction de l'amplitude du signal observé sur la voie lente.

A la suite de notre amplificateur rapide, nous avons placé un discriminateur à diode tunnel dont le seuil était fixé vers 5 MeV (nous discriminions les impulsions fournies par des α naturels).

Nous avons ensuite, mesuré expérimentalement, le retard au déclanchement du discriminateur, en fonction de l'amplitude du signal observé sur la voie lente.

Il nous a donc fallu, en ajustant la forme de l'impulsion d'un générateur, simuler le plus exactement possible les impulsions du détecteur, pour les fragments de fission.

Nous avons d'abord vérifié que le temps de montée des impulsions du détecteur, était le même pour les α et pour les fragments de fission. Ceci était réalisé à condition que la tension de polarisation appliquée aux bornes du détecteur soit suffisante.

Il est clair que l'on a bien, à l'aide du générateur, simulé les impulsions α, lorsque, à la sortie de la voie lente d'une part, et à la sortie de la voie rapide d'autre part, on obtient, à l'aide du générateur, des impulsions ayant la même amplitude que les impulsions fournies par des α .

A l'aide du générateur ainsi réglé, nous avons injecté, en phase, deux impulsions, d'amplitudes égales sur les détecteurs "Start" et "Stop", et nous avons noté la position du pic de temps de vol obtenu.

Ensuite, en maintenant fixe l'amplitude du signal injecté sur une voie, nous avons fait varier la taille du signal appliqué à l'autre voie. Chaque fois, nous notions le déplacement du pic de temps de vol, et l'amplitude X du signal observé à la sortie de la voie lente.

Pour une réponse X donnée, le déplacement du pic de temps de vol correspondait au retard au déclanchement δT de notre discriminateur. Les valeurs de $\delta T = f(X)$ étaient introduites dans le calculateur, et permettaient de corriger la valeur mesurée du temps de vol. La courbe $\delta T = f(X)$ est représentée sur la figure 2.

III - Calibration absolue du dispositif de temps de vol

L'étalonnage absolu du dispositif de mesure de temps nécessitait deux conditions :

- Il fallait définir, sur le spectre de temps de vol, un point correspondant à un temps connu :

Ce point était celui qui correspondait à une différence de temps nulle. Il était facilement obtenu en envoyant, en phase, sur les deux détecteurs, deux impulsions de même amplitude et de même forme.

- Il fallait d'autre part connaître la largeur du canal de temps de vol.

Pour cela, nous avons utilisé une méthode originale, qui remplace les mesures de temps, difficiles à effectuer, par des mesures de fréquences, faciles à mettre en oeuvre, et très précises.

Notre méthode consiste à mesurer, sur un train d'impulsions récurrentes de fréquence connue, le temps qui sépare deux impulsions consécutives de ce train.

Nous utilisons un oscillateur piloté par un quartz piézo-électrique, dont nous mesurons la période à l'aide d'un fréquencemètre.

Après avoir transformé le signal sinusoïdal de l'oscillateur en un train d'impulsions fines, nous trions deux impulsions successives de ce train par un système de portes. Nous envoyons la première sur le détecteur "Start" et la suivante sur le détecteur "Stop".

Soit T_1 la période du quartz utilisé, et C_1 le numéro du canal dans lequel on observe le pic de temps de vol.

On peut écrire :

$$K C_1 = T_1 + \Delta T \tag{19}$$

où K représente la largeur du canal, et ΔT la somme des retards électroniques de l'installations.

Si maintenant, nous utilisons un deuxième quartz de période T_2 voisine, nous obtenons un pic de temps de vol dans le canal C_2. Nous pouvons alors écrire :

(20) $$K\,C_2 = T_2 + \Delta T$$

Des relations (19) et (20), nous tirons :

(21) $$K = \frac{T_1 - T_2}{C_1 - C_2}$$

On peut noter que les valeurs de C_1 et de C_2 étaient faciles à obtenir, car la résolution intrinsèque du dispositif de mesure du temps de vol, était nettement inférieure à 1 canal.

Dans la pratique, l'expérience a été conduite un peu différemment :

1 - Nous avons utilisé des quartz dont la fréquence propre variait de 2 à 2,5 MHz, et il était impensable de faire travailler le convertisseur temps-amplitude à une telle cadence.

En conséquence, nous avons envoyé les impulsions "Start" et "Stop" du train à 2 MHz, à une cadence de 20 Hz en divisant la fréquence de l'oscillateur par 10^5, au moyen d'une échelle de comptage ECT 21. Ce dispositif est représenté sur le schéma bloc de la figure 3.

2 - La période des quartz utilisés (de 400 à 500 ns) était plus longue que la plage d'analyse de temps de vol utilisée.

Nous avons donc retardé artificiellement l'impulsion "Start" d'une quantité telle, que la différence de temps entre l'impulsion "Start" retardée, et l'impulsion "Stop" corresponde à un pic, dans la plage.

Pour cela, nous avons déclanché un générateur d'impulsions déphasables GITN 1, à l'aide de l'impulsion "Start" et nous avons injecté, sur le détecteur, l'impulsion de sortie, retardée, du générateur.

Nous avons soigneusement vérifié à l'aide d'un oscilloscope "Sampling" Tektronix 661 qu'il n'y avait pas de fluctuations de temps entre l'impulsion de synchronisation et l'impulsion de sortie du générateur.

Nous avons pu, ainsi, mesurer la largeur du canal de temps de vol en tous points de la plage utile, ce qui revient à effectuer une mesure de la linéarité de l'ensemble.

Un schéma détaillé du dispositif de calibration du temps de vol est représenté sur la figure 4.

- Résultats de cette calibration

Nous avons utilisé, pour la mesure, deux groupes de deux quartz. Les fréquences propres d'oscillation, mesurées, étaient :

2500020 $\pm$ 1 Hz et 2399980 $\pm$ 1 Hz pour le premier groupe

et 2060046 $\pm$ 1 Hz et 2000077 $\pm$ 1 Hz pour le deuxième

Ce qui conduisait à des valeurs de différences de temps de :

$T_1 - T_2 = 16,673$ nanosecondes pour le premier groupe

et $T'_1 - T'_2 = 14,555$ nanosecondes pour le deuxième.

Les valeurs mesurées, extrêmes, de largeur du canal, dans toute la plage utile étaient :

$K = 0,2079$ ns/canal

et $K = 0,2072$ ns/canal

Pour le dépouillement, nous avons utilisé la valeur de $K = 0,2075$ ns/c.

E - Dispositif expérimental

I - Ensemble de détection

L'expérience a été effectuée sur le canal H 8 de la pile EL. 3 de Saclay. Le faisceau de neutrons était muni d'un collimateur de 1 x 4 cm. Le flux utilisé était de l'ordre de 5×10^8 neutrons thermiques/cm^2/seconde.

Le dispositif expérimental a été étudié, de façon à limiter au maximum les causes de dégradation de l'énergie cinétique des fragments.

En conséquence :

1 - Nous avons utilisé un dépôt mince de ^{235}U, sur support mince. Le dépôt de 20 $\mu g/cm^2$ de ^{235}U à 99,51% était réalisé par évaporation sous vide de UF_4 sur un support de Vyns de 20 $\mu g/cm^2$. C'est, en effet, cette technique, qui conduit à la meilleure homogénéité microscopique.

2 - Afin d'éviter les effets de bords des détecteurs, nous avons placé, au contact de ces derniers, des collimateurs de 2 mm d'épaisseur, dont la surface intérieure avait été soigneusement arrondie, et polie. Ces collimateurs réduisaient de 24 mm à 20 mm le diamètre utile des détecteurs.

3 - Pour éviter que des fragments atteignent le détecteur, après avoir été diffusés par les parois de l'installation, nous avons placé, à l'intérieur de chaque base de vol, deux collimateurs circulaires qui interceptaient les fragments ainsi diffusés.

4 - Enfin, un vide primaire était maintenu dans l'enceinte, par pompage entretenu pendant toute la durée de l'expérience.

Les deux détecteurs à barrière de surface étaient placés à 250 mm de part et d'autre du dépôt.

Après avoir ainsi défini la géométrie de détection, et pour tenir compte de l'effet de non-colinéarité des fragments, effet qui est dû à l'émission des neutrons de fission, nous avons calculé les dimensions du dépôt à utiliser.

Nous avons simulé l'émission des neutrons à l'aide d'un calcul programmé, utilisant la méthode de Monte-Carlo. Nous avons supposé, dans ce calcul, que l'émission des neutrons était isotrope dans le centre de masse du fragment, et que la distribution de l'énergie cinétique des neutrons était celle donnée par WATT / Réf. 29/.

Ce calcul nous donnait la distribution P (θ) de l'angle θ, formé par les directions des deux fragments.

Cette distribution est représentée sur la figure 5 A dans le cas particulier de la fission symétrique, avec $M_1 = M_2 = 118$; $E_{CT} = 160$ MeV, et $\nu_1 + \nu_2 = 4$. Nous avons d'autre part, vérifié que la distribution P (θ) était peu sensible à la répartition de ν par fragment.

Compte tenu des conditions géométriques fixées (longueur des bases de vol, et diamètre des détecteurs) nous avons calculé l'efficacité de détection des fragments en coïncidence ϵ (θ) en fonction de l'angle θ, pour différentes valeurs du diamètre du dépôt. La figure 5 B montre la distribution ϵ (θ) = f (θ) pour le dépôt de 28 mm de diamètre que nous avons utilisé.

Dans ces conditions, l'efficacité globale de détection était :

$$\frac{\Sigma_\theta \ \epsilon\ (\theta) \times P\ (\theta)}{\Sigma_\theta\ P\ (\theta)} = 0,998$$

II - Electronique associée aux détecteurs

Le schéma bloc de la figure 6 montre l'ensemble du dispositif électronique utilisé.

On peut séparer cet ensemble en trois parties :

- Une électronique lente réservée à la mesure des énergies cinétiques,
- Une électronique rapide pour la mesure de la différence des temps de vol,
- Un organe logique, destiné à lire, et à transcrire les informations obtenues, dans un code déterminé.

1 - Mesure des énergies cinétiques

Nous avons utilisé deux chaînes identiques, placées à la suite de chaque détecteur. Elles se composaient :

- d'un préamplificateur sensible à la charge, du type PJFB1,
- d'un amplificateur linéaire du type MAP 10, de bande passante 2 MHz et de gain maximum 60 dB,
- d'un convertisseur analogique-digital du type CA 25 qui fournissait un train d'impulsions, dont le nombre était proportionnel à l'amplitude du signal issu de l'amplificateur. La capacité maximum du convertisseur était de 512 canaux.

2 - Mesure de la différence de temps de vol

Cette partie de l'appareillage a été construite par nos soins, le schéma détaillé en est donné sur la figure 7.

Cet appareillage est composé par :

- Un dispositif de prélèvement de l'impulsion rapide du détecteur et un amplificateur du type "Time Pickoff" / Réf. 28/.
- Un ensemble constitué par deux discriminateurs à diode tunnel et par un circuit mélangeur, qui délivrait un signal rectangulaire dont la largeur était égale au temps à mesurer.

Les formes des signaux de cette partie du dispositif sont représentées sur la figure 8.

- Un convertisseur temps-amplitude, qui produisait, par intégration linéaire, une impulsion dont l'amplitude était proportionnelle à la largeur du créneau appliqué à son entrée.
- Le signal de sortie du convertisseur temps-amplitude était analysé dans un convertisseur analogique-digital du type CA 25.

3 - Acquisition des données

Les trains d'impulsions, à 4 MHz, délivrés par les convertisseurs analogique-digital étaient comptés dans un registre intermédiaire constitué par 3 échelles de comptage comportant, chacune, 3 décades binaires.

En fin d'analyse, les 9 décades étaient lues, l'une après l'autre, toujours dans le même ordre et transcrites en code 5 trous (code CCIT n° 2), à l'aide d'un organe de codage BK 21.

Ces nombres, codés, étaient ensuite perforés sur une bande de papier, à l'aide d'une perforatrice LORENZ.

III - Précautions expérimentales particulières

Un certain nombre de précautions particulières ont été prises afin d'améliorer la stabilité de l'appareillage électronique.

- Au niveau des convertisseurs analogique-digital, les plus importantes causes d'instabilité sont dues aux variations de la température au niveau même de l'électronique.

Il est un fait connu que la stabilité des convertisseurs CA 25 est de l'ordre de 0,2% par degré centigrade. Nous avons donc maintenu dans la salle d'expérience, une température de 22 $\pm$ 1°C.

- Au niveau du convertisseur temps-amplitude, nous avons rencontré plus de difficultés.

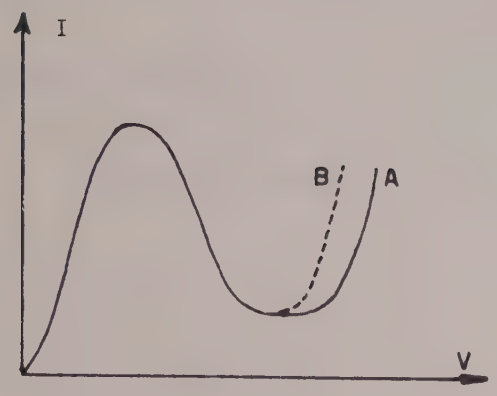


FIG A

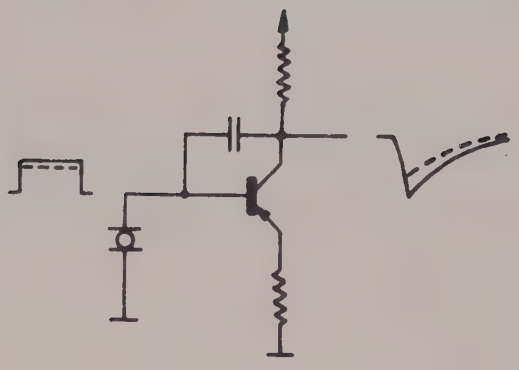


FIG B

Lorsque la température d'une diode tunnel augmente, ses caractéristiques se déforment de la courbe A vers la courbe B (figure A).

Il en résulte que le créneau appliqué au transistor intégrateur n'a pas une taille constante (figure B) et cet effet est amplifié par le transistor.

Il nous a fallu particulièrement bien stabiliser la température de cette partie de l'électronique.

En conséquance, le convertisseur temps-amplitude était placé dans une enceinte métallique dont le couvercle était constitué par une plaque épaisse de cuivre. Cette plaque était refroidie à l'aide d'un élément de batterie à effet Peltier. Il régnait à l'intérieur de l'enceinte une température de l'ordre de - 20°C.

Cette enceinte était ensuite, de tous côté, isolée de l'extérieur, par une épaisseur de 10 cm de laine de verre.

Ainsi thermostaté, la stabilité du convertisseur était excellente, la dérive du point "Temps zéro" n'ayant pas excédé 2 canaux (0,4 nanoseconde) pendant toute la durée de l'expérience.

F - Durée de l'expérience et transfert des données

Nous avons enregistré 850 000 informations.

Le taux de comptage moyen était de 2 informations par seconde.

Le temps de stockage effectif était de 5,5 jours, ce qui a conduit à un temps d'expérience global de 7 jours, en tenant compte du temps passé pour faire, tout au long de l'expé-

rience, les contrôles de stabilité (entre chaque bande) et de linéarité (toutes les 10 bandes), et en tenant compte du temps nécessaire au changement des bandes de papier sur la perforatrice.

Chaque bande de papier, qui comportait 10 000 évènements était obtenu en 1h30 mn environ.

Les informations, perforées sur les bandes de papier, étaient ensuite transférées sur bande magnétique au moyen d'un ordinateur IBM 360 (Temps de transfert : 10 mn par bande).

Le traitement des données était ensuite opéré sur calculateur IBM 7094.

CHAPITRE IV

RESULTATS - DISCUSSION

A - Dépouillement des données

I - Données injectées dans l'ordinateur

Afin de calculer les énergies e_1 et e_2 des fragments, nous avons utilisé, comme nous l'avons vu au Chapitre III, C. III, la relation (18) proposée par SCHMITT :

$$e_1 = (a + a' m_1) X + b + b' m_1$$

Les coefficients a, a', b, b' de cette relations sont déterminés à partir des abscisses de deux points particuliers P_L et P_H du spectre de réponse des détecteurs (Chapitre III, C. III).

Les données injectées dans l'ordinateur étaient donc :

- X, Y, T_{ex} qui sont les trois paramètres mesurés correspondant à chaque évènement.
- δ T qui est la correction en temps, due au retard au déclanchement de l'électronique (Chapitre III, D. II).
- a_1, a'_1, b_1, b'_1 tels qu'ils viennent d'être définis, pour le premier détecteur.
- a_2, a'_2, b_2, b'_2 pour le deuxième détecteur.

II - Calcul des énergies cinétiques et des masses

Nous avons calculé les énergies cinétiques et les masses par approximations successives.

Nous pouvons décomposer la relation de SCHMITT en deux termes :

(22) $$e_1 = a_1 X + b_1 + (a'_1 X + b'_1) m_1$$

On peut noter que les coefficients $a'm_1$ et $b'm_1$ sont très petit devant a et b. Nous avons donc; à l'aide des relations :

$$e_1 = a_1 X + b_1$$

et $e_2 = a_2 Y + b_2$

calculé deux masses approchées :

$$\mu_1 = M_o \frac{e_2}{e_1 + e_2}$$

et $\mu_2 = M_o - \mu_1$

que nous avons portées dans la relation (22), ce qui nous permettait d'avoir de nouvelles valeurs de e_1 et de e_2, donc de déterminer de nouvelles valeurs de μ_1 et μ_2 et ainsi de suite.

Nous avons arrêté le traitement lorsque deux cycles consécutifs attribuaient à μ_1 et μ_2, la même partie entière.

Dans la pratique, trois cycles étaient nécessaires pour arriver au résultat.

Pour chaque couple (X, Y), ce calcul permettait donc de déterminer les énergies cinétiques e_1 et e_2, les masses μ_1 et μ_2 et l'énergie cinétique totale $e_{CT} = e_1 + e_2$ des fragments détectés.

Ces valeurs permettent de tracer les tableaux carrés des distributions de probabilité $P_1 (e_1, e_2)$ et $P_2 (\mu, e_{CT})$.

Ces tableaux carrés étaient "contaminés" par la présence d'évènements aberrants que nous avons ensuite identifiés, et éliminés.

III - Décontamination des évènements aberrants

1) Correction de la différence de temps de vol mesurée

Comme nous l'avons vu au Chapitre III, D. II, nous avons obtenu une courbe de corrections $\delta T = f(X)$ qui donne les valeurs des corrections de temps, dues aux effets de retard au déclanchement du dispositif électronique.

On peut noter, que, grâce à la symétrie du montage électronique, cette courbe $\delta T = f(X)$ est valable pour la voie "Start" et pour la voie "Stop".

Du fait de la spécialisation des voies "Start" et "Stop", il est facile de voir que la correction apportée sera toujours positive pour la voie "Start" et toujours négative pour la voie "Stop".

Soient X (Start), Y (Stop) et T_{ex} les paramètres mesurés.

Soit T_1 la correction de temps à la valeur X

et T_2 la correction de temps à la valeur Y

La valeur T_m de la différence de temps de vol, corrigée, sera :

(23) $$T_m = T_{ex} + \delta T_1 - \delta T_2$$

2) Détection des évènements aberrants

Nous savons (Chapitre II, B.III) que les régions préférentiellement contaminées par les évènements aberrants sont, d'une part, la région de la fission symétrique à énergie cinétique totale basse, et, d'autre part, la région de la fission très asymétrique.

.De plus, il est évident que les effets, dus à cette contamination, seront importants dans les régions où la probabilité de fission sera faible.

En conséquence, nous avons partagé le tableau carré P (X, Y) en trois zones :

- La zone A comprend deux régions, où la probabilité par case est supérieure à 1/300è de la probabilité maximum (ces zones sont hachurées sur la figure 9).
- La zone B comprend tout le tableau P (X, Y) excepté la zone A.
- La zone C comprend toutes les cases (X, Y) aboutissant à une valeur de la masse $114 < \mu < 122$; la zone C est donc comprise dans la zone B.

A l'intérieur de ces trois zones, nous avons tracé la distribution de la différence

$$\Delta T = T_c - T_m$$

T_c représente la différence des temps de vol, calculée d'après la relation (14)

$$T_c = 1 \sqrt{\frac{M_o}{2}} \left(\frac{e_2 - e_1}{\sqrt{e_1 e_2 (e_1 + e_2)}} \right)$$

T_m la valeur après corrections de la différence mesurée des temps de vol.

Les distributions A, B et C, des valeurs de ΔT correspondant aux trois zones A, B et C sont représentées sur la figure 10.

- La courbe A présente une largeur à mi-hauteur de 2,2 nanosecondes. Cette courbe ne possède pas d'ailes, le nombre d'évènements situés à l'extérieur d'une bande de $\pm$ 4 ns est inférieure à 1 pour 10^4.

On peut donc en déduire que le taux d'évènements aberrants dans cette région est tout à fait négligeable.

- Les deux courbes B et C sont identiques, elles présentent des ailes, et leur largeur à mi-hauteur est de 2,4 nanosecondes.

Cette différence de largeur observée, par rapport à la courbe A peut s'expliquer par

le fait que la proportion des évènements à énergie cinétique totale faible (donc où ν est grand), est plus importante dans les régions B et C que dans la région A.

Les facteurs d'élargissement de la distribution de ΔT sont multiples. Les plus importants sont les suivants :

a) Dans la mesure de T_m

- La fluctuation des longueurs de vol parcourues par les fragments (cette source d'erreur est introduite par l'effet de non-colinéarité des fragments dû à l'émission des neutrons).
- La modification de la vitesse des fragments par l'émission des neutrons.
- La résolution intrinsèque du dispositif électronique.
- L'instabilité globale de l'électronique.

b) Dans le calcul de T_c

- La résolution en énergie, des détecteurs (de l'ordre de 1,5 MeV à mi-hauteur).
- L'approximation faite en remplaçant m par μ dans la relation (14).

Compte tenu de la multiplicité des sources d'élargissement, il est difficile d'avoir une valeur théorique de la largeur de ΔT.

Néanmoins, nous avons cherché à avoir une idée de l'élargissement, dû à la modification de vitesse des fragments par l'émission des neutrons, et à l'effet de résolution en énergie des détecteurs.

Un calcul de Monte-Carlo a été utilisé pour simuler cet effet.

Pour 2 000 évènements de masses initiales $M_1 = M_2 = 118$, nous nous sommes fixés une valeur de l'énergie cinétique totale, $E_{CT} = 160$ MeV (cette valeur est cohérente avec la valeur de l'énergie cinétique totale moyenne, à la symétrie).

Connaissant la valeur de l'énergie totale disponible (d'après les équations de masses), l'énergie de liaison des neutrons, et le spectre en énergie des neutrons de fission (spectre de Watt, Réf. 29), nous avons évaporé isotropiquement, des neutrons, jusqu'à épuisement de l'énergie disponible à cet effet.

Ce calcul nous fournissait (m_1, v_1, e_1) et (m_2, v_2, e_2) pour chaque fragment, après émission neutronique.

Après avoir ajouté un effet de résolution de 1,5 MeV aux valeurs de e_1 et e_2, nous avons tracé la distribution de ΔT obtenue.

Cette distribution gaussienne avait une largeur à mi-hauteur de 1,8 nanoseconde.

Nous avons alors déterminé la variance $\sigma^2 (\Delta T)$ relative à tous les autres paramètres d'élargissement : cette valeur correspondait à une largeur à mi-hauteur de 1,6 nanose-

conde.

Ce calcul montre que l'émission neutronique, qui est le seul paramètre d'élargissement qui dépende de la place de l'évènement sur le tableau P (X, Y), n'est pas prépondérante devant l'élargissement total de Δ T.

Nous en avons donc conclu que, dans les régions B et C, la courbe de distribution de Δ T, pour les évènements corrects, devait avoir la même forme que la courbe A, avec néanmoins, une largeur supérieure et égale à 2,4 ns.

Par différence entre la courbe A élargie à 2,4 ns, et les courbes B et C, il était alors possible de faire la part des évènements corrects et des évènements aberrants dans les ailes des courbes B et C.

Il est facile de voir, ainsi, que si nous conservons tous les évènements qui conduisent à une valeur de $|\Delta T| \leqslant 4$ ns, le nombre d'évènements corrects, éliminés, est tout à fait négligeable, alors que le nombre d'évènements aberrants, conservés, est de l'ordre de 4%.

On peut noter que les évènements sont d'autant plus aberrants, que l'incohérence entre les paramètres mesurés est grande, donc, que $|\Delta T|$ est grande.

On peut donc dire, que les points pour lesquels $|\Delta T| \leqslant 4$ ns sont peu aberrants et que les valeurs des masses auxquelles ils conduisent, sont peu différentes des masses réelles.

Dans l'expérience, nous avons considéré comme aberrantes, toutes les informations qui aboutissaient à une valeur de $|\Delta T| > 4$ ns, et nous les avons rejetées.

Ceci nous a conduit à éliminer 726 informations sur un nombre total de 850 000. Dans la région de la fission symétrique ($115 \leqslant \mu \leqslant 121$) nous avons éliminé 104 informations sur un total de 513, ce qui représentait un taux d'évènements aberrants de l'ordre de 20%.

Le rapport pic/creux de la distribution des masses N (μ) défini comme étant le rapport, du rendement maximum, au rendement moyen des masses 117, 118, 119 est passé de 400, avant décontamination, à 530.

3) Analyse des évènements aberrants

Tout d'abord, nous pouvons voir qu'il est possible, grâce à la spécialisation des voies "Start" et "Stop", d'attribuer chaque bosse du spectre de distribution de la différence des temps de vol, à l'une des deux zones du tableau carré P (E_1, E_2) - voir figure 11.

Lorsque la case envisagée, du tableau P (E_1, E_2) est caractérisée par la détection d'un fragment léger en E_1 (Start) et d'un fragment lourd en E_2 (Stop), la différence des temps de vol sera positive (zone I).

Dans le cas inverse (fragment lourd en E_1 et léger en E_2), cette différence de temps de vol sera négative (zones II).

Nous savons que les évènements aberrants placés dans la région symétrique, sont produits dans le cas où l'une des énergies initiales E_1 ou E_2 est mal mesurée.

Dans le cas, qui est de loin le plus probable, où il y a perte d'énergie en E_1 (ou E_2) le point aberrant est placé dans la région symétrique, à énergie cinétique totale basse.

Dans le cas contraire, où l'énergie mesurée est supérieure à l'énergie réelle (ce qui se produit dans le cas particulier de la détection simultanée de deux fragments dans l'un des détecteurs), le point se situe alors dans la région symétrique à haute énergie cinétique totale.

Disons que ce dernier cas est fort peu probable, compte tenu du taux de comptage observé par détecteur (de l'ordre de 10 coups/seconde) et du temps de montée de l'amplificateur lent (de l'ordre de 0,7 μ sec).

Lorsqu'un évènement aberrant a été identifié, il est possible, par notre méthode, de trouver quel paramètre a été mal mesuré.

Nous traiterons le cas des évènements aberrants "symétriques". On peut remarquer qu'un évènement symétrique "réel" doit remplir deux conditions :

- qu'il y ait symétrie en énergie : $e_1 = e_2$, ce qui conduit à une symétrie en masse : $m_1 = m_2$.
- qu'il y ait symétrie en vitesse : $v_1 = v_2$, donc que la différence de temps de vol soit nulle.

Considérons le point A, asymétrique, de la figure 11.

Ce point est caractérisé par :

$$E_1 > E_2$$

donc $$M_1 < M_2$$

et $$V_1 > V_2$$

Supposons, maintenant, que le paramètre E_1 ait été mal mesuré, de telle sorte que le point représentatif se trouve déplacé en A', dans la région symétrique.

La perte d'énergie en E_1 peut être obtenue de deux façons :

- Perte d'énergie dans le détecteur

Dans ce cas, la perte d'énergie n'est pas accompagnée d'une modification de la vitesse du fragment.

Les trois paramètres mesurés sont tels que :

$$E_1 = E_2$$

et $$T_m > 0 \qquad \text{car} \qquad V_1 > V_2$$

Ces deux données sont incompatibles, et le fait que T_m soit positif montre que c'est le

paramètre E_1 qui a été mal mesuré; le point A', aberrant, vient donc de la bosse I.

- Perte d'énergie dans le dépôt

Dans ce cas, la perte d'énergie en E_1 est accompagnée d'une diminution correspondante de la vitesse.

Nous mesurons $E_1 = E_2$

donc $M_1 V_1^2 = M_2 V_2^2$

Etant donné que la perte d'énergie s'opère, sans modification de la masse, et que nous sommes partis d'un point A tel que

$$M_1 < M_2$$

Le point A' est donc caractérisé par

$$V_1 > V_2 \quad \text{et} \quad T_m > 0$$

Comme dans le cas précédent, l'examen de T_m prouve que le point A' vient de la bosse I.

Par des raisonnements semblables, il est possible de traiter le cas de tous les évènements aberrants du tableau $P(e_1, e_2)$.

Un exemple de ce traitement est représenté sur la figure 9, où 10^5 informations étaient présentes.

Les flèches indiquent la provenance des évènements aberrants. Nous voyons, sur cette figure, se dessiner les queues qui existent sur les fonctions de résolution des détecteurs. Les pertes d'énergie observées sont parfois très importantes, et peuvent atteindre une cinquantaine de MeV.

B - Résultats

I - Tableaux carrés $P(e_1, e_2)$ et $P(\mu, e_{CT})$

Les tableaux carrés $P(e_1, e_2)$ et $P(\mu, e_{CT})$ décontaminés, obtenus dans l'expérience, sont représentés respectivement sur les figures 12 et 13.

Lex lignes de niveaux qui figurent donnent une représentation de la surface de la distribution. A l'extérieur des zones de forte probabilité, le nombre d'informations rencontrées par case, a été indiqué.

Les dimensions des cases de ces tableaux sont :

de 1 MeV x 1 MeV sur le tableau P (e_1 , e_2)

et de 1 a.m.u. x 2 MeV sur le tableau P (μ , e_{CT})

Il est intéressant de comparer ces deux tableaux aux résultats obtenus récemment, dans une expérience du même genre, par SCHMITT / Réf. 24 /.

1) Distribution de probabilité P (e_1 , e_2)

Il est possible de remarquer, dans les deux expériences, un certain nombre de différences importantes, en ce qui concerne le taux d'évènements rencontrés, dans les régions de faible probabilité, en fonction de l'énergie cinétique totale.

- A énergie cinétique totale faible :

Pour $e_{CT} < 120$ MeV, notre tableau présente un évènement, alors qu'il est possible d'en compter plus de 80 dans l'expérience de SCHMITT.

* Notons dès à présent que les résultats de SCHMITT étaient obtenus à partir de 10^6 évènements, alors que notre expérience n'en comportait que $8,5 . 10^5$. Tous les chiffres annoncés dans ces comparaisons ont été normalisés au même nombre d'informations élémentaires.

- A énergie cinétique totale élevée :

Nous notons la présence de un évènement dont l'énergie cinétique totale est supérieure à 210 MeV, alors que le tableau de SCHMITT en comporte une quarantaine.

2) Distribution de probabilité P (μ , e_{CT})

Ici encore, nous voyons apparaître clairement l'efficacité de notre méthode de décontamination.

Alors que le tableau de SCHMITT comporte de l'ordre de 55 évènements pour $e_{CT} < 130$ MeV, avec $100 < \mu < 140$, on n'en dénombre que 8 dans notre expérience.

Dans la région symétrique, pour les masses du creux, SCHMITT rencontre une vingtaine d'évènements d'énergie cinétique totale supérieure à 185 MeV, alors que nous n'en avons aucun dans notre distribution.

II. Distribution des masses des fragments.

La somme des évènements rencontrés dans chaque colonne du tableau carré de distribution P (μ, e_{CT}) nous fournit la distribution des "pseudo-masses" N (μ).

En connaissant la valeur du nombre moyen de neutrons $\overline{\nu} = f(M)$ émis à la masse M (avant émission neutronique) il est possible de calculer la distribution de N (M) par les relations :

(24) $$\mu_1 = M_1 + \frac{M_1 M_2}{M_o} \left(\frac{\overline{\nu}_1}{M_1 - \overline{\nu}_1} - \frac{\overline{\nu}_2}{M_2 - \overline{\nu}_2} \right) \quad \text{et}$$

(25) $$N(M_1) = N(\mu_1) \left(1 - \frac{\overline{\nu}_1 + \overline{\nu}_2}{M_o}\right)$$

Dans ces relations, nous avons négligé les termes du deuxième ordre et nous avons remplacé dans (24), μ_1 μ_2 par M_1 M_2, ce qui conduit à une erreur sur $\frac{M_1 M_2}{M_o}$ de l'ordre de 0,5 % dans les cas extrêmes (masses très asymétriques).

A une valeur entière de M_1, la relation (24) fait correspondre une valeur non entière de μ_1. Nous calculons par interpolation, la valeur correspondante de N (μ_1) que nous portons dans la relation (25).

Les valeurs de ν_1 et $\nu_2 = f(M)$ étaient mesurées expérimentalement par APALIN / Réf. 21 /.

Les deux distributions N (μ) (cercles ouverts) et N (M) (croix) sont montrées sur la figure 16 A. Afin d'en clarifier la représentation dans la région symétrique, nous avons multiplié les ordonnées par 20.

Les rapports pic/creux de ces deux distributions sont comparables. Si nous définissons sous ce terme, le rapport entre le rendement maximum et le rendement moyen, aux masses 117, 118, 119, nous trouvons une valeur de 532 pour N (μ) et de 538 $\pm$ 35 pour N (M).

Cette barre d'erreur, appliquée au rapport pic/creux de N (M) tient uniquement compte du nombre statistique d'évènements rencontrés aux masses 117, 118 et 119.

Les spectres obtenus sont tout à fait comparables à ceux de SCHMITT dans la région asymétrique.

Compte tenu du fait que nous possédons les valeurs de N (μ) de SCHMITT dans la région symétrique (nous pouvons compter le nombre d'évènements qu'il a rencontré dans cette région à l'aide du tableau P (μ, e_{CT}) publié), il nous a été possible d'évaluer le rapport pic/creux de la distribution N (μ) qu'il avait obtenue, en supposant que les taux d'évènements qu'il avait rencontré dans la région asymétrique étaient comparables aux nôtres.

Après normalisation, nous avons évalué le rapport pic/creux de la distribution N(μ) de SCHMITT à 370, à comparer avec la valeur de 532 obtenue dans notre expérience.

A l'aide de la relation (24), il est possible de calculer l'écart entre la valeur de la masse, avant émission neutronique : M_1, et la pseudo masse μ_1 calculée d'après la relation (10).

La valeur de cet écart, en unités de masses, est représentée, pour le fragment lourd , sur la figure 17 A.

La figure 17 B représente la largeur à mi-hauteur de la résolution théorique de notre expérience, en fonction de la masse, telle que nous pouvons la calculer, d'après la relation proposée par TERRELL / Réf. 8 /.

$$\sigma^2_{(M)} = \frac{4\,\bar{\nu}_T\, M_1\, M_2\, \eta}{3\, M_o\, \overline{E_{CT}}} + \frac{1}{4}\,\sigma^2\,(\bar{\nu}_T) + \frac{0,41}{\overline{E_{CT}}^2}\,(M_1^2 + M_2^2)$$

III - Energie cinétique des fragments.

Le tableau carré de la distribution de probabilité $P\,(\mu,\ e_{CT})$ permet de tracer la courbe de la distribution de l'énergie cinétique totale moyenne $\overline{e_{CT}}$ en fonction de la "pseudo masse" μ.

Il faut noter que e_{CT} est la somme des énergies cinétiques des fragments, après émission neutronique.

En connaissant la valeur de $\nu = f\,(M)$, il est possible, à partir de la valeur de

$$< e_{CT}\,(\mu_1\ ,\ \mu_2) > \ = f\,(\mu_1\ ,\ \mu_2)$$

de calculer $< E_{CT}\,(M_1,\ M_2) > \ = f\,(M_1,\ M_2)$, par la relation ;

$$(26) \qquad < E_{CT}\,(M_1,\ M_2) > \ = \ < e_{CT}\,(\mu_1\ ,\ \mu_2) \ > \ \left[\,1 + \frac{\mu_2}{M_o}\ \frac{\bar{\nu}1}{(M_1 - \bar{\nu}_1)} + \frac{\mu_1}{M_o}\ \frac{\bar{\nu}2}{(M_2 - \bar{\nu}_2)}\right]$$

Pour chaque valeur entière de M, la relation (24) donne une valeur non entière de μ, pour laquelle $< e_{CT}\,(\mu_1,\ \mu_2) >$ est déterminée par interpolation.

Les deux courbes $\overline{e_{CT}}\,(\mu)$ et $\overline{E_{CT}}\,(M)$ sont représentées sur la figure 16 B.

Du point de vue qualitatif, la courbe $\overline{E_{CT}}\,(M)$ passe par un maximum pour des fragments lourds de masse $130 < M_H < 135$ qui correspondent à des noyaux à couches complètes ($Z = 50$, $N = 82$).

La diminution de l'énergie cinétique totale moyenne, à la symétrie, peut être interprétée par une déformabilité plus grande, des noyaux, dans cette région.

Du point de vue quantitatif, la valeur maximum de $\overline{E_{CT}}\,(M) = 181,3$ MeV est tout à fait comparable à la valeur publiée par SCHMITT / Réf. 24 /.

La courbe de $\overline{E_{CT}}\,(M)$ est, en effet, superposable, dans la région asymétrique, à celle de SCHMITT. Ce résultat était attendu, étant donné que nous calculons les énergies cinétiques à l'aide de la même relation que lui / Réf. 25 /.

Dans la région symétrique par contre, la valeur de $\overline{E_{CT}}\,(M)$ que nous avons déterminée ($E_{CT\,(118)} = 160,2$ MeV)est plus élevée d'environ 3 MeV.

La valeur du creux, à la symétrie, de la distribution de l'énergie cinétique totale moyenne, définie comme étant la différence entre la valeur de $\overline{E_{CT}}$ maximum, et la valeur moyenne de $\overline{E_{CT}}$ entre les masses 117, 118, et 119, était dans notre expérience de 21,2 $\pm$ 0,8 MeV. Cette barre d'erreur rend compte du nombre statistique d'évènements rencontrés aux masses 117, 118 et 119.

On peut noter que cette valeur, qui résulte d'une mesure directe, est plus faible que toutes les valeurs mesurées, qui ont été publiées dans la littérature, dont on présente un résumé dans le tableau II. Cette valeur, de 21,2 MeV, est, par contre, cohérente avec la valeur évaluée par APALIN / Réf. 21 /. Dans une expérience, qui comportait 20 % d'évènements aberrants à la symétrie, APALIN a fait un effort particulier pour évaluer le nombre et l'énergie moyenne de ses évènements aberrants, ce qui lui a permis de corriger la valeur à la symétrie, de l'énergie cinétique totale moyenne, qu'il avait obtenue.

Notons cependant que cette correction était importante, et égale à + 4 MeV, soit près de 20 %.

C - Discussion

I - Distribution des masses

Afin de vérifier l'efficacité de notre méthode de décontamination des évènements aberrants, nous avons comparé le spectre de distribution des masses que nous avions obtenu, au spectre radiochimique.

Il faut noter que notre spectre est relatif aux masses avant émission des neutrons, et n'a pas été corrigé de la fonction de résolution, alors que le spectre radiochimique se rapporte aux masses, après émission neutronique, et que l'on peut admettre que sa résolution est "parfaite", puisqu'elle atteint 1 a.m.u.

Afin de comparer des spectres comparables, nous avons, à partir des données sur les rendements radiochimiques / Réf. 26 /, calculé un spectre de distribution des masses, avant émission des neutrons.

Nous avons fait correspondre à la masse radiochimique (masse "après") une valeur de la masse avant émission neutronique donc déplacée de la valeur de $\bar{\nu}$ à la masse considérée. Les valeurs de $\bar{\nu}$ étaient celles de APALIN / Réf. 21 /.

Nous avons ensuite, élargi ce spectre de raies, par une fonction gaussienne, dont la largeur à mi-hauteur était celle de la résolution que nous avions calculée, dans notre expérience, à l'aide de la relation (11).

Ce spectre est représenté, et comparé à notre distribution N (M) sur la figure 18, en coordonnées semi-logarithmiques.

On peut y remarquer un certain nombre de points :

1° Dans la région symétrique, pour $115 < M < 121$, les courbes sont strictement superposables, les écarts entre les rendements des deux distributions sont de l'ordre de 2 %.

2° Dans la région du pic, un désaccord important subsiste. Les rendements du spectre radiochimique traité sont plus faibles que les rendements de notre distribution N (M). Ce désaccord est représenté, de façon plus évidente, sur la figure 19A, en coordonnées linéaires.

3° Inversement, dans la région des masses très asymétriques, le spectre "radiochimique" est plus étalé que notre distribution N (M). Ceci est une conséquence du point précédent, les deux distributions présentant la même surface.

Le désaccord entre ces deux courbes peut être interprété de la façon suivante ;

- D'une part, nous pensons que la monotonie, et l'absence de structures que présente le spectre radiochimique traité, dans la région du pic, peut provenir du fait que, dans notre traitement nous avons utilisé des valeurs de $\bar{\nu}$ qui étaient obtenues dans une expérience, où la détermination des masses était affectée d'une certaine résolution.

Il n'est pas impensable, que la distribution de $\bar{\nu} = f(M)$ présente, dans la région des couches complètes, des structures importantes (par exemple : $\bar{\nu} = 0$ pour $M = 132$).

Si nous admettons de telles structures en $\bar{\nu}$, il est possible de penser que le spectre radiochimique aurait présenté, localement, des rendements supérieurs à ceux auxquels nous avons abouti.

- D'autre part, nous pensons que le désaccord qui existe, dans la région des masses très asymétriques, peut être expliqué par le fait que la méthode de calcul des énergies cinétiques (relation (18) proposée par SCHMITT, Réf. 25) n'est pas tout à fait exacte, ce qui perturbe le calcul de la masse des fragments. Ce point sera discuté au paragraphe suivant.

- Par contre, le parfait accord entre les deux distributions, dans la région symétrique, nous permet de conclure à l'excellente efficacité de notre méthode d'élimination des évènements aberrants, puisque nous atteignons, quantitativement, les valeurs radiochimiques.

Il faut noter, que, dans la région symétrique, un calcul erroné des énergies, ne perturbe pas le calcul de la masse du fragment. Dans cette région en effet, nous pouvons écrire :

$$X \# Y \quad , \quad E_1 \# E_2 \quad \text{et} \quad M_1 \# M_2$$

II - Méthode de calibration des énergies cinétiques

Dans le paragraphe précédent, nous avons été amenés à suspecter la méthode de calibration des énergies cinétiques proposées par SCHMITT /Réf. 25 /, par la relation (18)

$$e = (a + a'm) X + b + b'm$$

Sur la figure 19 B, nous avons représenté le spectre radiochimique, des masses après émission neutronique / Réf. 26 /, et notre spectre N (M) avant émission des neutrons.

Nous pouvons, sur cette figure, remarquer que les flancs des pics relatifs aux masses lourdes sont superposés, alors que les flancs des pics relatifs aux masses légères sont presque parallèles, et décalés de façon importante (environ 2.a.m.u.).

Les positions relatives de ces deux distributions sont aberrantes, et incompatibles avec la forme, maintenant bien admise, de la variation, en dents de scie de $\bar{\nu} = f(M)$.

Dans une expérience récente, KONECNY / Réf. 27 / a étudié la réponse des détecteurs à barrière de surface, aux fragments de fission, sélectionnés en masse et en énergie, à l'aide d'un spectromètre électromagnétique.

KONECNY a comparé ses résultats avec ceux de SCHMITT. Il en résulte que, si la relation de SCHMITT donne,pour les fragments légers, des valeurs correctes de l'énergie cinétique, par contre, les énergies calculées, pour les fragments lourds sont trop grandes,et cela, d'autant plus que la masse du fragment est élevée.

Qualitativement, si nous admettons que la relation de SCHMITT fournit, pour les masses très légères, une valeur correcte de l'énergie, alors qu'elle surestime la valeur des énergies pour les masses très lourdes, nous voyons que les masses calculées à l'aide des relations :

$$\mu_H = M_o \frac{e_L}{e_L + e_H} \qquad \text{pour les masses lourdes,}$$

et

$$\mu_L = M_o \frac{e_H}{e_L + e_H} \qquad \text{pour les masses légères,}$$

fourniront des valeurs de la masse lourde trop petite, alors que celle de la masse légère sera trop grande.

En tenant compte de cet effet, nous voyons que le spectre N (M) obtenu serait plus étalé que le spectre que nous avons mesuré, ce qui aurait comme effet :

- D'une part, de réduire, dans la région asymétrique, les écarts observés entre le spectre N (M) et le spectre radiochimique traité (figure 19 A),
- D'autre part, de placer de façon plus convenable, les flancs du spectre N (M) par rapport au spectre radiochimique (figure 19 B).

III - Bilan énergétique

Il est possible d'effectuer un bilan énergétique à la masse M = 131, qui représente le point où l'énergie cinétique totale moyenne est maximum et égale à 181,3 MeV (valeur déterminée dans cette expérience).

Si nous supposons que le nombre total $\bar{\nu}_T$ de neutrons émis à cette masse est connu avec une bonne précision, et que ces neutrons sont émis, non pas par le fragment de masse

131 (le noyau est proche des couches fermées), mais par le fragment complémentaire (M = 105), et si nous prenons $\bar{\nu}_T = 2$ (APALIN Réf. 21) nous pouvons faire le bilan suivant :

- Valeur de $\overline{E_{CT}}$	181,3 MeV	(cette expérience)
- Energie de liaison des deux neutrons émis à la masse 105 :	+ 10,4 MeV	/ Réf. 11 /
- Energie cinétique moyenne des deux neutrons	+ 2,4 MeV	/ Réf. 8 /
- Energie d'excitation γ	+ 6 MeV	/ Réf. 6 /
Energie totale libérée	200,1 MeV	

Nous aboutissons à une valeur de l'énergie totale de 200,1 , plus élevée de 2,4 MeV que la valeur de l'énergie totale maximum disponible / Réf. 11 /.

Ce dernier point semble confirmer, que la valeur de $\overline{E_{CT}}$ mesurée dans notre expérience, à l'aide de la relation de SCHMITT, est trop élevée. Une valeur plus exacte de ($\overline{E_{CT}}$ max) doit être environ de 179 MeV.

Notons, que si l'on admet que la surestimation de l'énergie, calculée d'après la relation (18) est, au premier ordre, une fonction linéaire de la masse, il est facile de montrer que, bien que les valeurs de $\overline{E_{CT}}$ soient trop grandes, la valeur du creux, à la symétrie, de la distribution de $\overline{E_{CT}}$ n'est pas modifiée.

Il est possible, alors, d'avoir une valeur du nombre moyen total de neutrons $\bar{\nu}_T$, émis, à la symétrie.

En connaissant :

- $\bar{\nu}_T$ à la masse 131 :	$\bar{\nu}_{T\,(131)} = 2$ / Réf. 21 /
- La différence d'énergie emportée par les γ entre les masses 131 et 118 :	$E\gamma_{(131-118)} = -3$ MeV / Réf. 6 /
- La différence d'énergie maximum disponible entre les masses 131 et 118 :	$ET_{(131-118)} = 3,5$ MeV / Réf. 11 /
- La valeur du creux de la distribution de $\overline{E_{CT}}$	$\overline{E_{CT}}_{(131)} - \overline{E_{CT}}_{(118)} = 21,2$ MeV (cette expérience)

On obtient une valeur de l'énergie disponible pour émettre un supplément de neutrons égal à 14,7 MeV.

En connaissant la valeur de l'énergie de liaison du neutron à la masse 118 ($EL_{n\,(118)} = 5,9$ MeV - Réf. 11) et l'énergie cinétique moyenne du spectre des neutrons de fission ($\overline{E_n} = 1,2$ MeV - Réf. 8), nous voyons que l'énergie disponible de 14,7 MeV, supplé-

mentaire, à la symétrie, correspond à l'émission de 2,1 neutrons.

Le nombre total moyen, à la symétrie, peut donc être évalué à $\bar{\nu}_{T_(118)} = 4,1$.

On peut remarquer, que cette valeur est cohérente avec la valeur $\bar{\nu}_{T\ (118)} = 4$ déterminée par APALIN / Réf. 21 /.

- CHAPITRE V -

CONCLUSION

I - Décontamination des évènements aberrants

L'étude du processus de fission, dans la région des masses symétriques, est fortement perturbée par la présence d'évènements aberrants d'origine instrumentale.

Nous avons montré dans cette expérience, qu'il était possible d'identifier, donc d'éliminer ces évènements aberrants.

La méthode utilisée consiste à mesurer trois paramètres de la fission, alors que deux seulement suffisent au calcul de la masse des fragments. Cette "surdétermination" de l'information permet de vérifier la cohérence de la mesure.

Cette méthode s'est révélée très efficace : nous avons obtenu, dans la région symétrique, des valeurs du rendement des masses des fragments, en accord quantitatif avec les données radiochimiques.

Le rapport pic/creux mesuré, de la distribution des masses des fragments avant émission neutronique, non corrigée de la résolution, était de 540 ± 35.

On peut donc conclure, que cette méthode peut être particulièrement utile dans des expériences sur les particules associées à la fission, dans la région des masses symétriques.

II- Méthode de calibration des énergies cinétiques

Nous avons vérifié que la méthode de calibration des énergies cinétiques des fragments, proposée par SCHMITT / Réf. 25 /, n'est pas entièrement satisfaisante :

D'une part, un bilan en énergie, à la masse 131, nous a permis de conclure que cette méthode attribuait des valeurs trop grandes aux énergies des fragments de fission.

D'autre part, la comparaison entre nos résultats et les données radiochimiques, montre une distorsion de la distribution des masses, obtenue par cette méthode de calibration, distorsion qui peut être interprétée par une surévaluation des énergies cinétiques, dépendante de la masse des fragments.

On peut remarquer cependant, que dans la région symétrique, le calcul des masses

est très peu sensible aux erreurs introduites par la méthode de calibration des énergies cinétiques des fragments, du fait de la quasi-égalité des paramètres mesurés.

III - Distribution de l'énergie cinétique totale moyenne des fragments

Nous avons trouvé, entre les masses 118 et 131, une diminution de l'énergie cinétique totale moyenne des fragments de 21,2 $\pm$ 0,8 MeV.

On peut remarquer que cette valeur est plus faible, d'au moins 3 MeV, que les valeurs précédemment mesurées.

Nous attribuons ce résultat, au fait que notre méthode nous a permis d'éliminer pratiquement tous les évènements faux, placés dans la région symétrique, dont l'énergie cinétique totale est faible.

Cette valeur de 21,2 MeV correspond à un nombre total moyen de neutrons émis à la symétrie de 4,1. Cette valeur est cohérente avec les résultats d'APALIN / Réf. 10 /.

IV - Fission à deux modes

Nous nous étions proposés, au début de ce travail, de vérifier les résultats de THOMAS / Réf. 13 / qui, rappelons-le, présentait une courbe de distribution des masses des fragments, à une valeur de l'énergie cinétique totale de 129 MeV, comportant un pic, dans la région des masses symétriques.

Dans cette région, pour une valeur de l'énergie cinétique totale comprise entre 128 et 130 MeV, nous n'avons détecté, dans notre expérience, que 11 évènements, dont 2 seulement dans la région symétrique.

Nous ne pouvons donc pas conclure à l'existence d'un mode symétrique dans la fission à basse énergie : nous avons tout lieu de penser que le pic observé par THOMAS était parasite, et créé par des évènements aberrants, dus à des effets d'appareillage.

- ANNEXE -

Dans le tableau III, nous avons résumé les résultats de cette expérience.

- Dans la colonne II, nous indiquons le spectre N (μ) des "pseudo-masses" que nous avons obtenu, en fonction de la masse, indiquée dans la colonne I.
- Dans la colonne III, figurent les valeurs de la distribution N (M) des masses, avant émission neutronique, obtenues à l'aide des relations (24) et (25).
- Dans les colonnes IV et V sont représentées respectivement les valeurs de e_{CT} (μ) - obtenues directement - et de E_{CT} (M) - calculées à l'aide des relations (24) et (26).
- Dans la colonne VI sont données les valeurs, pour le fragment lourd, de M - μ, telles que nous avons pu les obtenir par la relation (24).
- Dans la colonne VII, nous présentons la résolution en masse (largeur à mi-hauteur) calculée à l'aide de la relation (11).
- Dans les colonnes VIII et IX, nous donnons respectivement, pour le fragment lourd de masse M, et pour le fragment léger, de masse M_o - M, les valeurs de $\bar{\nu}$ que nous avons utilisées dans cette expérience, et que nous avons évaluées grâce à la courbe $\nu = f(M)$ de APALIN / Réf. 10 /.

Manuscrit reçu le 7.7.1967.

- REFERENCES -

/ 1 / P.A. SEEGER
Nucl. Phys. 25 (1961), 1

/ 2 / J. TERREL
Phys. Rev. 113 (1959, 527

/ 3 / V.E. VIOLA Jr et T. SIKKELAND
Phys. Rev. 130 - (1963), 2044

/ 4 / S. KATCOFF, J.A. MISKEL, C.W. STANLEY
Phys. Rev. 74, (1948), 631

/ 5 / H.W. SCHMITT, J.H. NEILER , F.J. WALTER, A. CHETHAM-STRODE
Phys. Rev. Letters 9 (1962), 427

/ 6 / H. MAIER-LEIBNITZ, H.W. SCHMITT, P. ARMBRUSTER
Phys. And Chem. of Fission - Salzburg, 1965 - Vol. II, p. 143

/ 7 / J.B. NIDAY
Phys. Rev., 121 (1961), 1471

/ 8 / J. TERRELL
Phys. Rev. 127 (1962), 880

/ 9 / R. VANDENBOSCH
Nucl. Phys. 46 (1963) , 129

/ 10 / V.F. APALIN, Yu.N. GRITSYUK, I.E. KUTIKOF, V.I. LEBEDEV, L.A. MIKAELYAN
Nucl. Phys. 55 (1964), 249

/ 11 / J.C.D. MILTON
U.C.R.L. n° 9883, p. 67

/ 12 / H.C. BRITT, H.E. WEGNER, J.C. GURSKY
Phys. Rev. 129 (1963), 2239

/ 13 / T.D. THOMAS, W.M. GIBSON, G.J. SAFFORD
Phys. and Chem. of Fission. Salzburg, 1965, Vol. 1, p. 467

/ 14 / N.K. ARAS, M.P. MENON, G.E. GORDON
Nucl. Phys. 69 (1965), 337

/ 15 / J. LINDHARD, M. SCHARFF, H.E. SCHIOTT
Mat. Pys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33 (1964), n° 14

/ 16 / J.C.D. MILTON, J.S. FRASER
Can. J. Phys. 40 (1962), 1626

/ 17 / K.A. PETRZHAK, Yu B. PETROV, E.A. SHLYAMM
JETP 11 (1960), 1244

/ 18 / J.M. ALEXANDER , M.G. GAZDIK, A.R. TRIPS, S. WASIF
Phys. Rev. 129 (1963), 2659

/ 19 / BRUNTON, HANNA
Can. J. Res. 28 A, (1950), 190

/ 20 / BRUNTON, THOMPSON
Can. J. Res. 28 A (1950), 498

/ 21 / V.F. APALIN, Yu. N. GRITSYUK, I.E. KUTIKOV, V.I. LEBEDEV, L.A. MIKAELYAN
Nucl. Phys. 71 (1965), 546

/ 22 / J.M. ALEXANDER, M.F. GAZDIK
Phys. Rev. 120 (1960), 874

/ 23 / W.M. GIBSON, T.D. THOMAS, G.L. MILLER
Phys. Rev. Letters, 7 (1961), 65

/ 24 / H.W. SCHMITT , J.H. NEILLER, F.J. WALTER
Phys. Rev. 141 (1966), 1146

/ 25 / H.W. SCHMITT, W.M. GIBSON, H.H. NEILER , F.J. WALTER, T.D. THOMAS
Phys. and Chem. of Fission - Salzburg 1965 - Vol. I, p. 531

/ 26 / A.C. WAHL
Phys. and Chem. of Fission - Salzburg 1965 - Vol. 1, p. 317

(La liste des rendements radiochimiques nous a été transmise dans une communi - cation privée).

/ 27 / E. KONECNY, K. HETWER
Nucl. Inst. and Meth. 36 (1965), 61

/ 28 / C.W. WILLIAMS, W.E. KICKER, H. W. SCHMITT
R.S.I. 35 (1964) 1116

/ 29 / B.E. WATT
Phys. Rev. 87 (1952), 1037

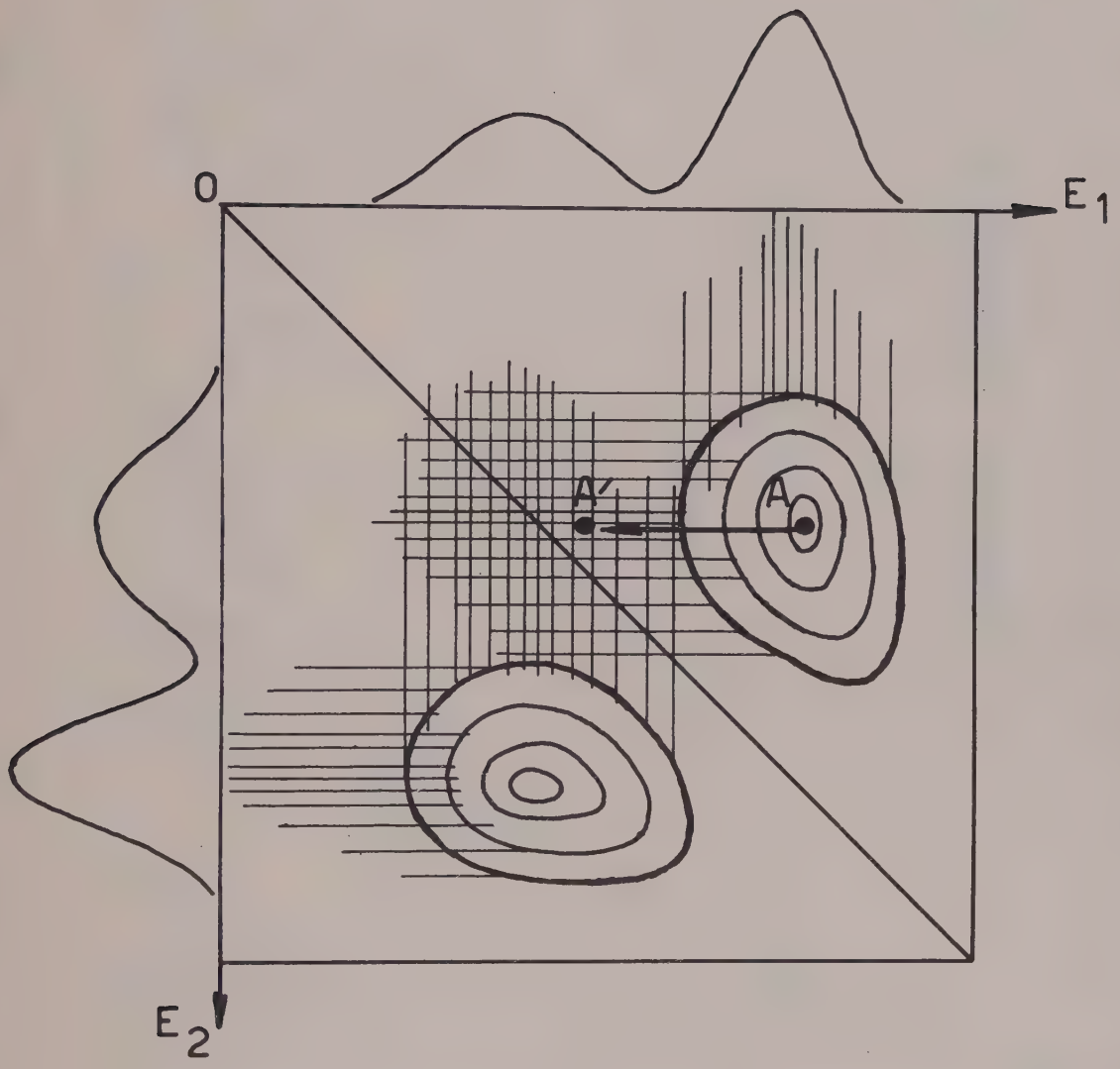
/ 30 / W.E. STEIN
Phys. Rev. 108 (1957) , 94.

TABLEAU II

Réf.	Auteur	Année	Méthode	$\overline{E_{Ct}}$ max (MeV)	Creux $\overline{E_{CT}}$			Evènements aberrants. Evalué par les auteurs (dans la région symét.)	Calibration en énergie	Valeurs de $\overline{\nu}$ = f (M) utilisées
					Mesuré	Evalué	Pic/ Creux			
22	Alexander	1960	Radiochimie		30					pas de corrections-produits de fision
23	Gibson	1961	(e_1, e_2) Détecteurs solides	172	28		370			pas de corrections-pseudo-masses
7	Niday	1961	Radiochimie	174	31				Stein /Réf. 30 /	1,25 neutrons émis par fragments
16	Milton	1962	(ν_1, ν_2) Electrons secondaires	177	38			70 % pour 112 M 124	Mesure absolue du temps de vol	Mesure directe (en moyenne) des masses avant émission neutronique
18	Alexander	1963	Radiochimie		19-26 24-27				Milton /Réf.16/	Milton/Réf.16/ interprétés par Alexander.
10	Apalin	1964	$(e_1, e_2, \overline{\nu})$ Chambre à grilles + scintillateur liquide	182	20 E_n	26,5 (1)	370	40 %		Mesure directe de $\overline{\nu}$ = f (M)
13	Thomas	1965	(e_1, e_2) Détecteur solides	177	31	26	370	50 %	Milton /Réf.16/	$\overline{\nu}$ universel de Terrel /Ref. 8/
21	Apalin	1965	(e_1, e_2) Chambre à grilles	176	25	21	510 (2)	20 %	Milton /Réf.16/	Apalin /Réf. 10/
14	Aras	1965	Radiochimie	177	24				Milton /Réf.16/	Terrel/réf.8/ dans la région asymétrique-calculés dans la région symétrique
24	Schmitt	1966	(e_1, e_2) Détecteurs solides	181	24		450 (3)		Schmitt /Réf.24/	Apalin /Réf. 10/
Cette expérience		1966	$(e_1, e_2, \Delta T)$ Détecteurs solides	181,3	21,2 ± 0,8		540	4 %	Schmitt /Réf.24/	Apalin /Réf. 10/

(1) 26,5 MeV = 20 MeV (mesuré, qui correspond à l'augmentation de E_n) + 3 MeV ($E\gamma$)+3,5 MeV (diminution de EX)
(2) Distribution des masses <u>après</u> émission des neutrons
(3) Distribution N (M) corrigée de la résolution.

FIGURE 1



ZONES CONTAMINEES PAR LES EVENEMENTS ABERRANTS.

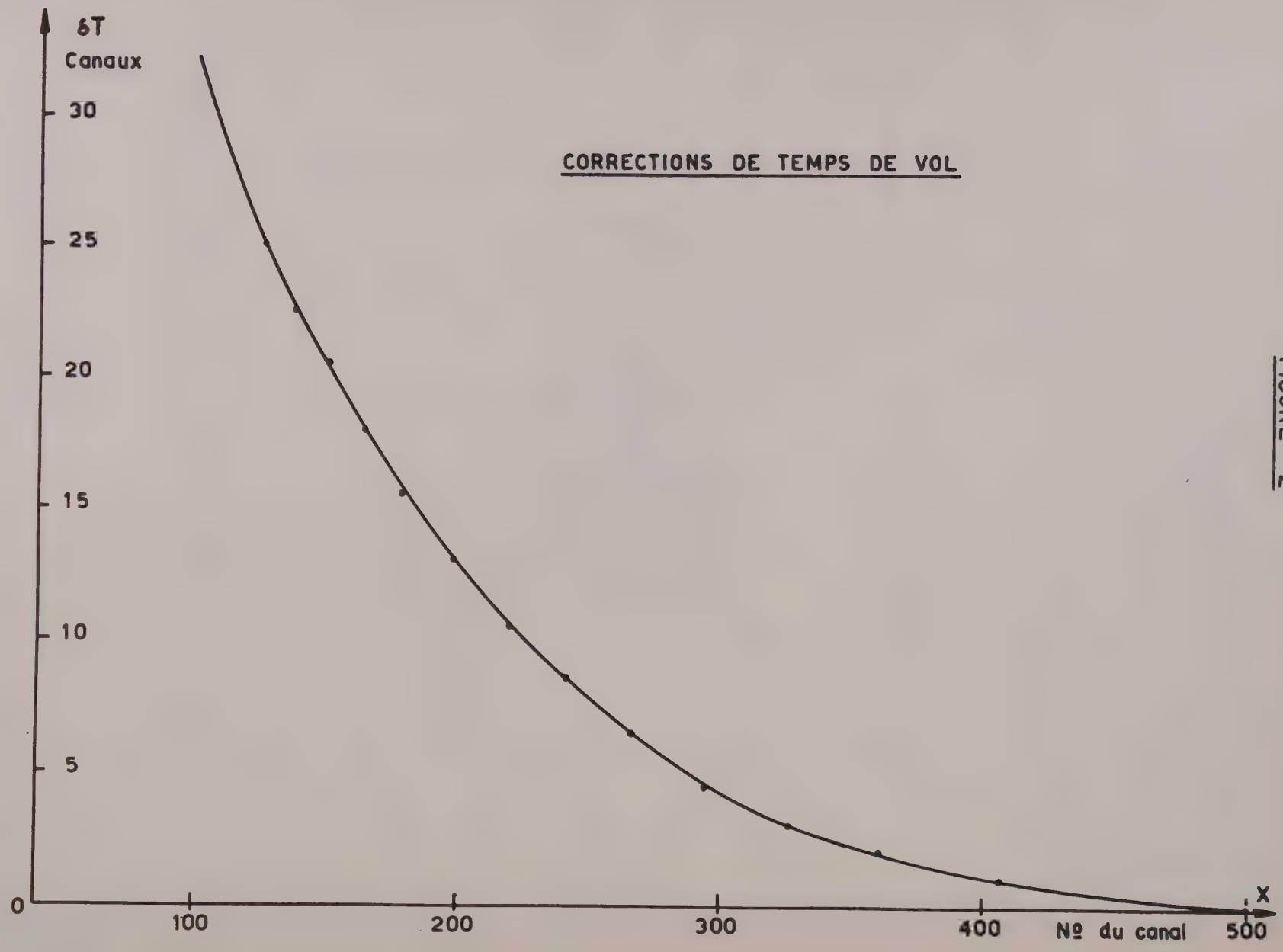

δT
Canaux
30
25
20
15
10
5
0
CORRECTIONS DE TEMPS DE VOL
100
200
300
400
Nº du canal
500
X

FIGURE 2

FIGURE 3

DISPOSITIF DE CALIBRATION DU TEMPS DE VOL

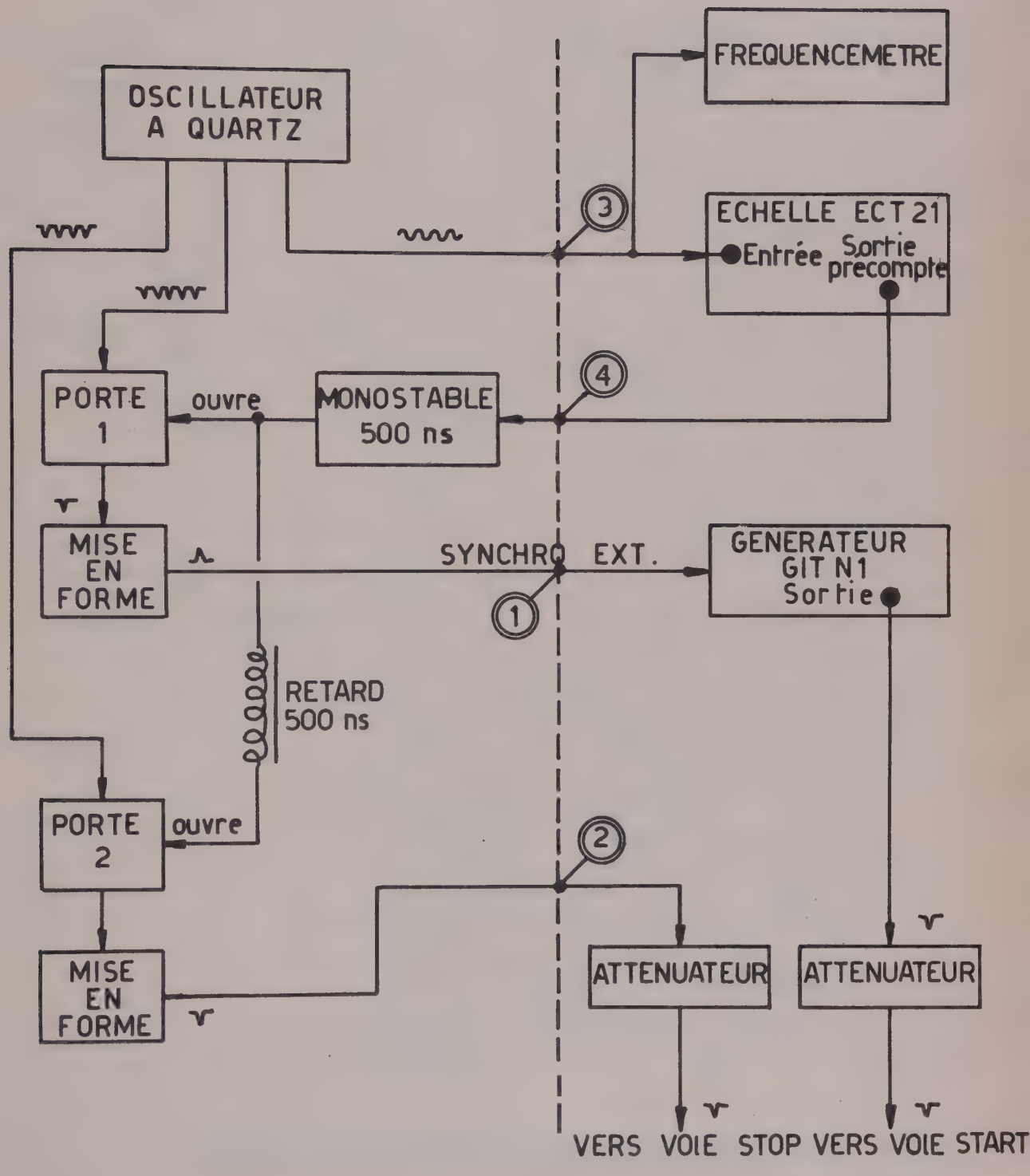
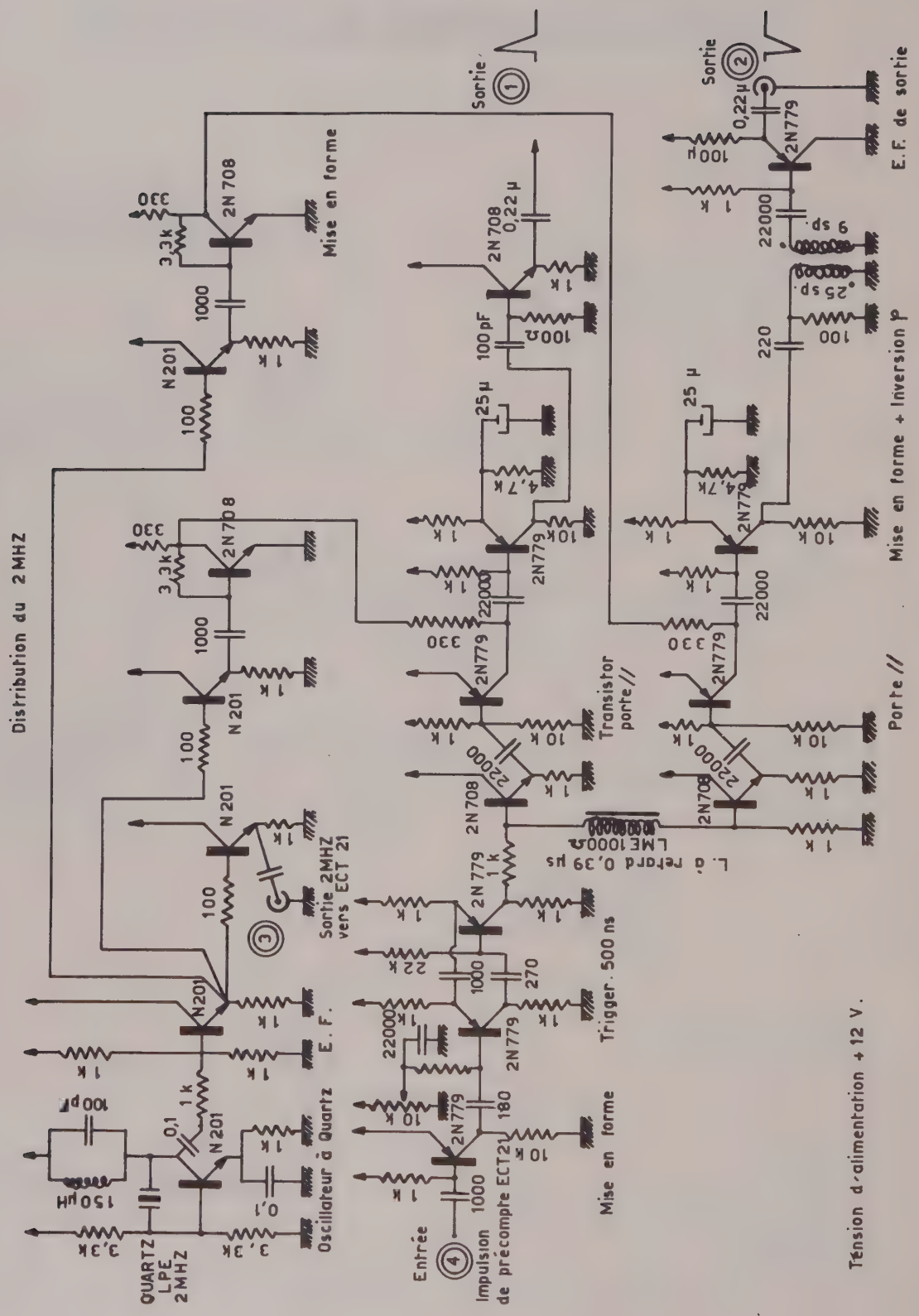
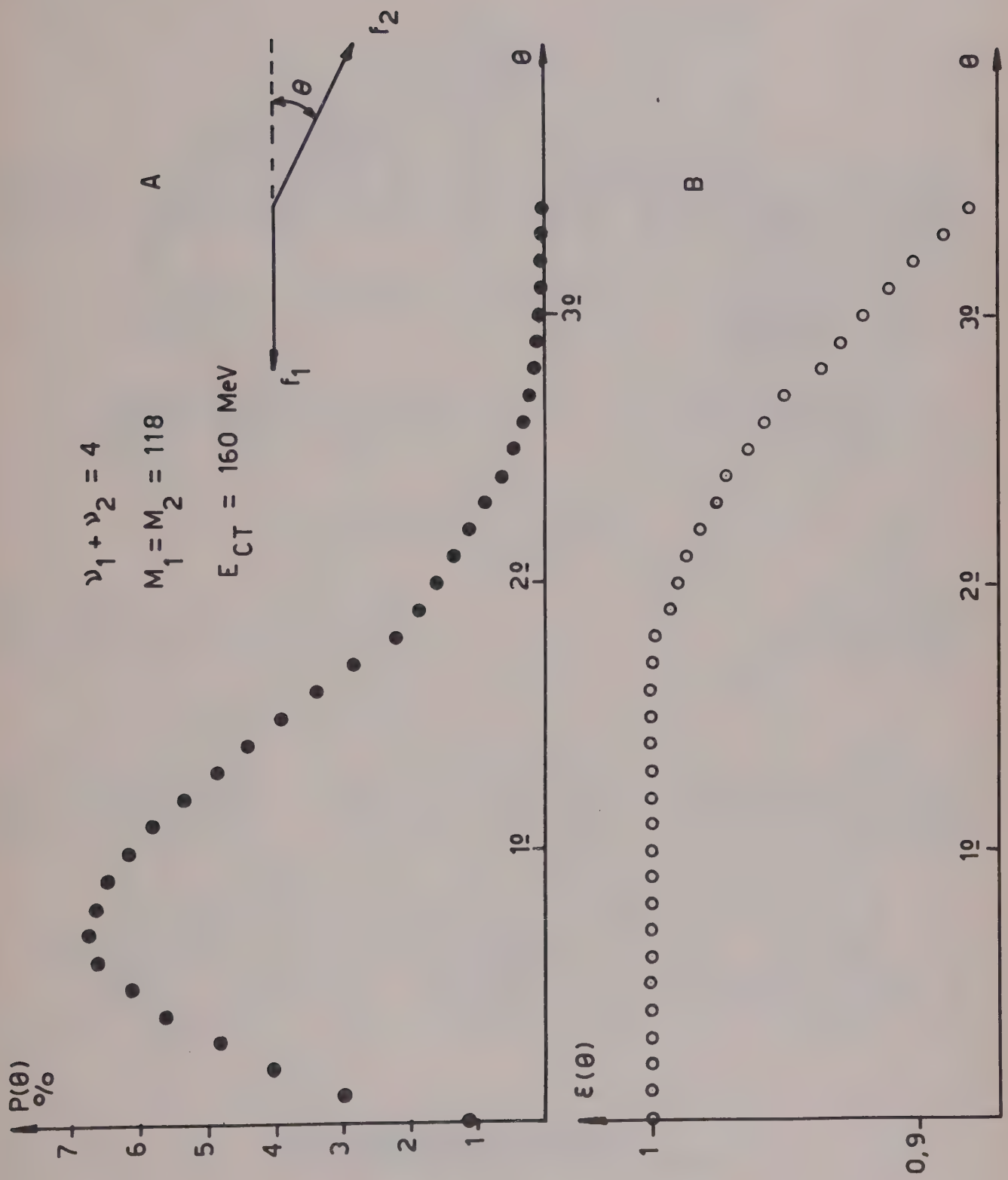


FIGURE 4



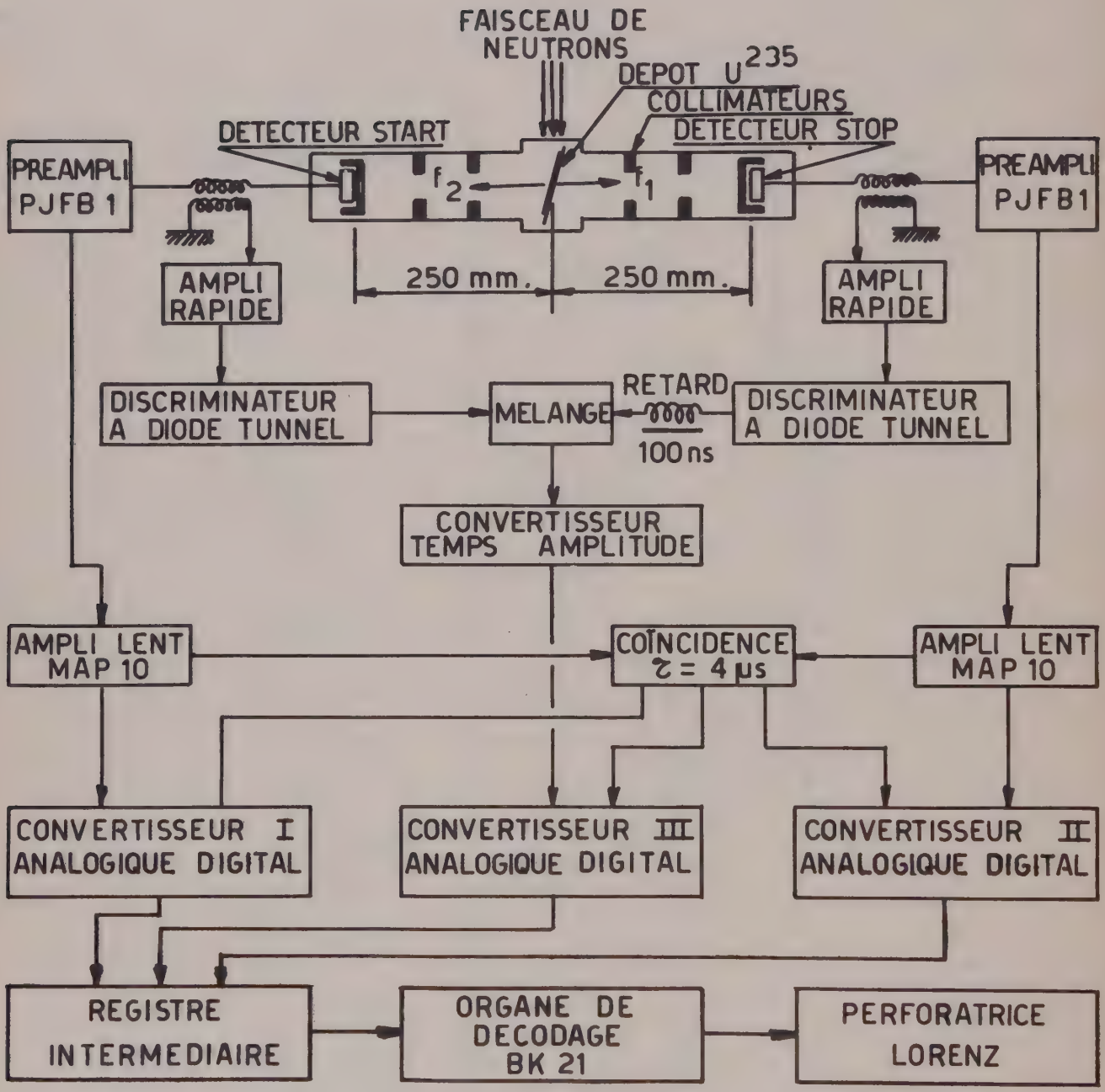
DISPOSITIF DE CALIBRATION DU TEMPS DE VOL

FIGURE 5



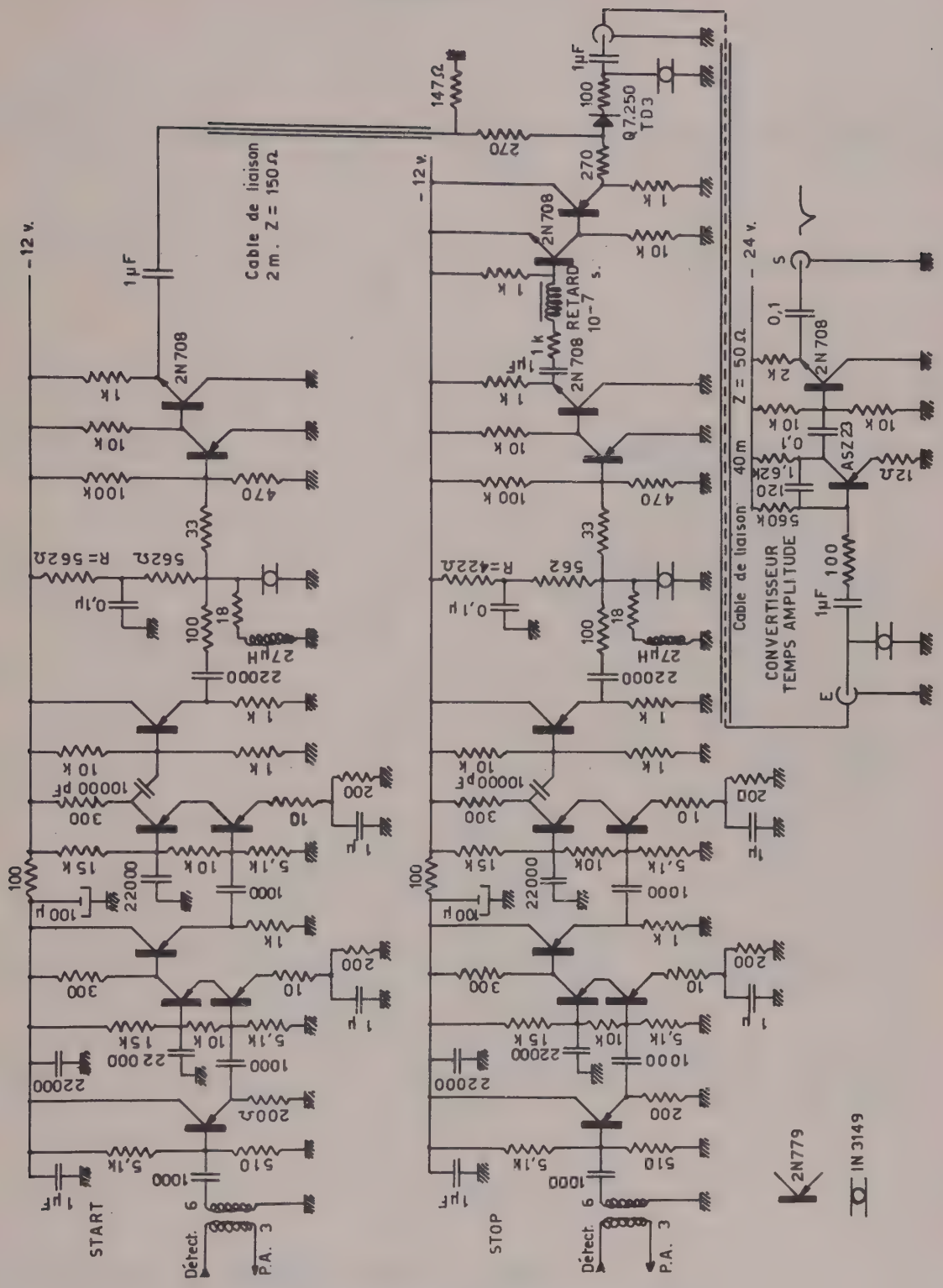
EFFICACITE DE DETECTION EN COÏNCIDENCE

FIGURE 6



DISPOSITIF EXPERIMENTAL

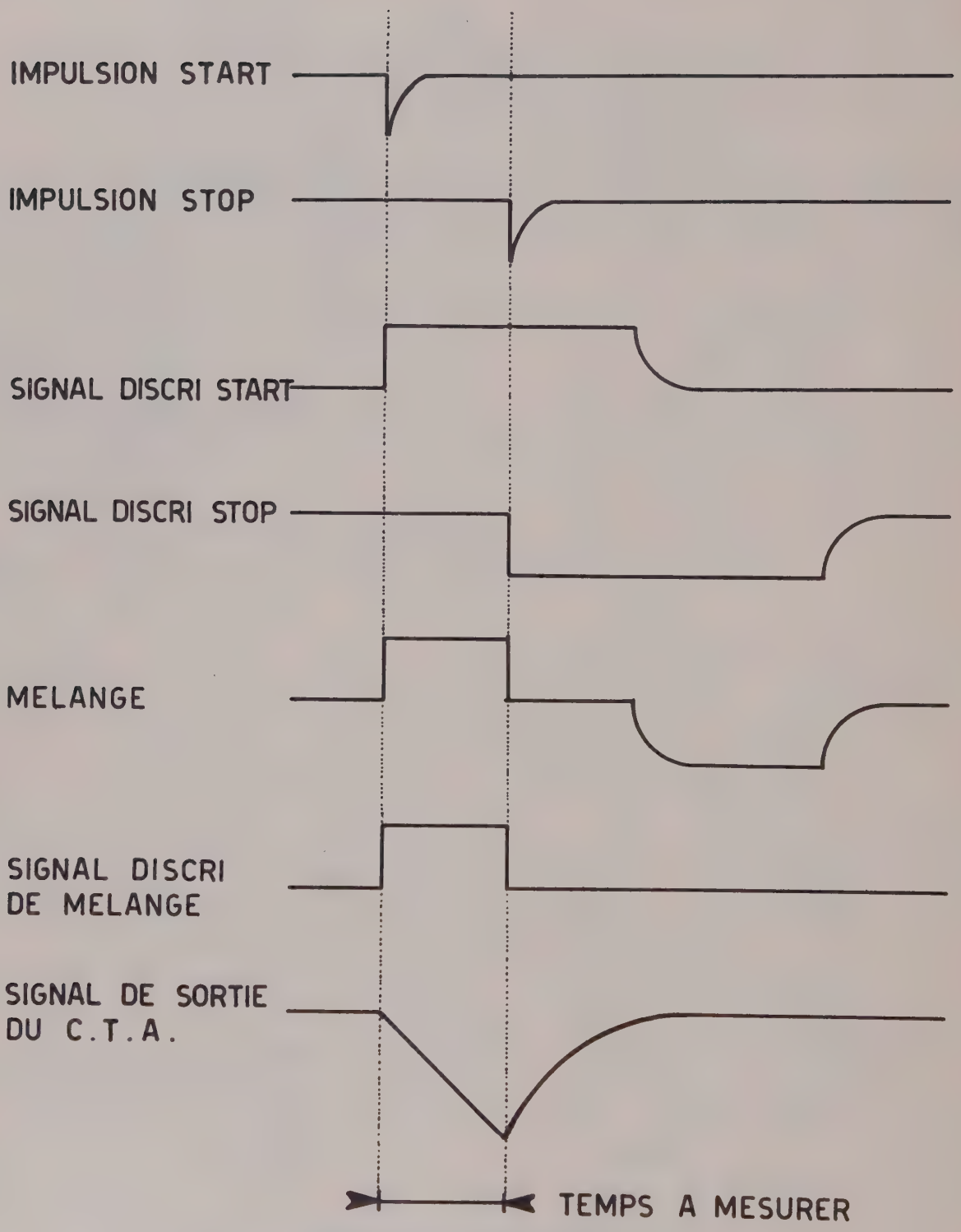
FIGURE 7



DISPOSITIF DE MESURE DE LA

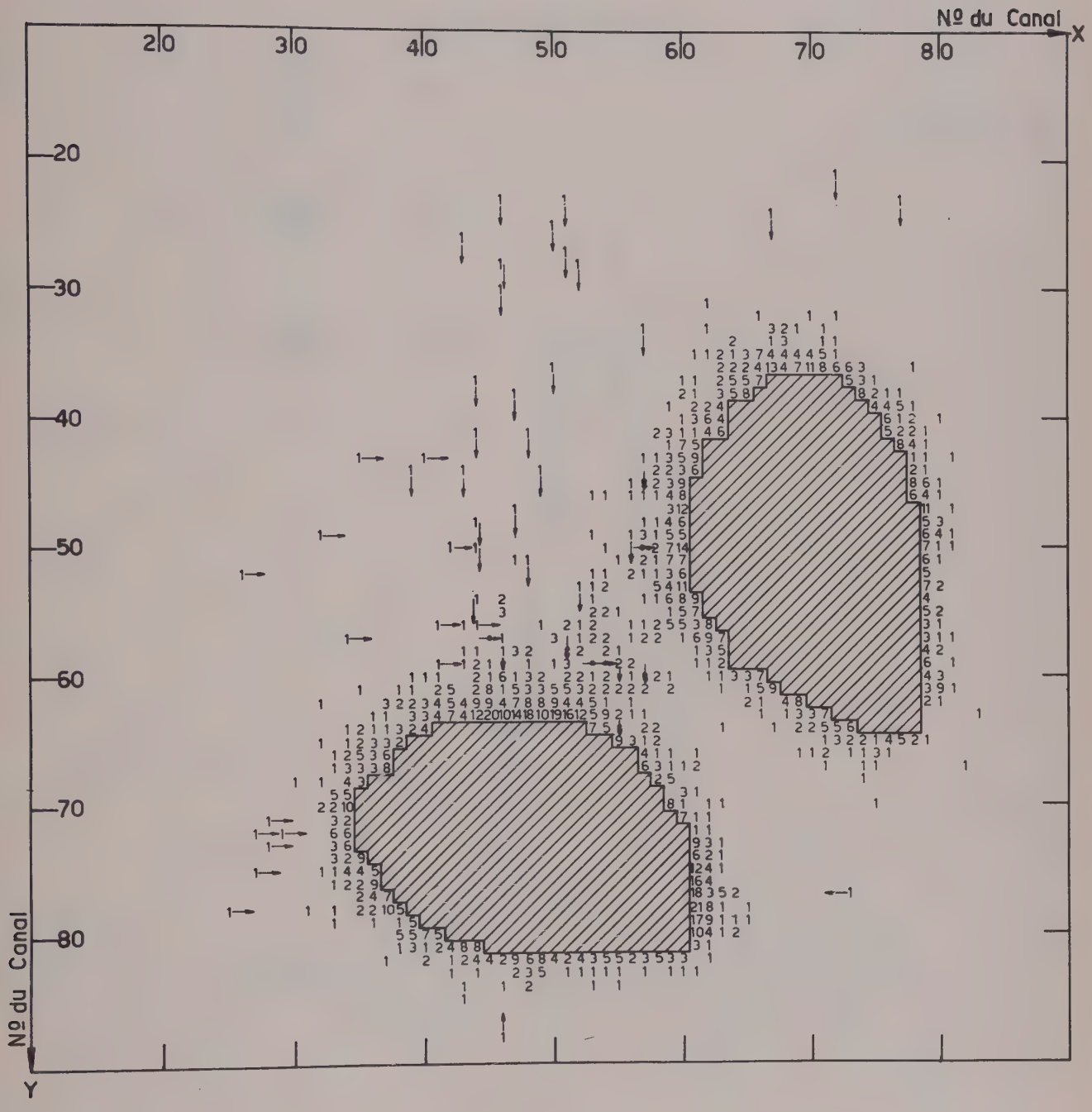
DIFFERENCE DES TEMPS DE VOL

FIGURE 8



DISPOSITIF DE CREATION DU SIGNAL " TEMPS "

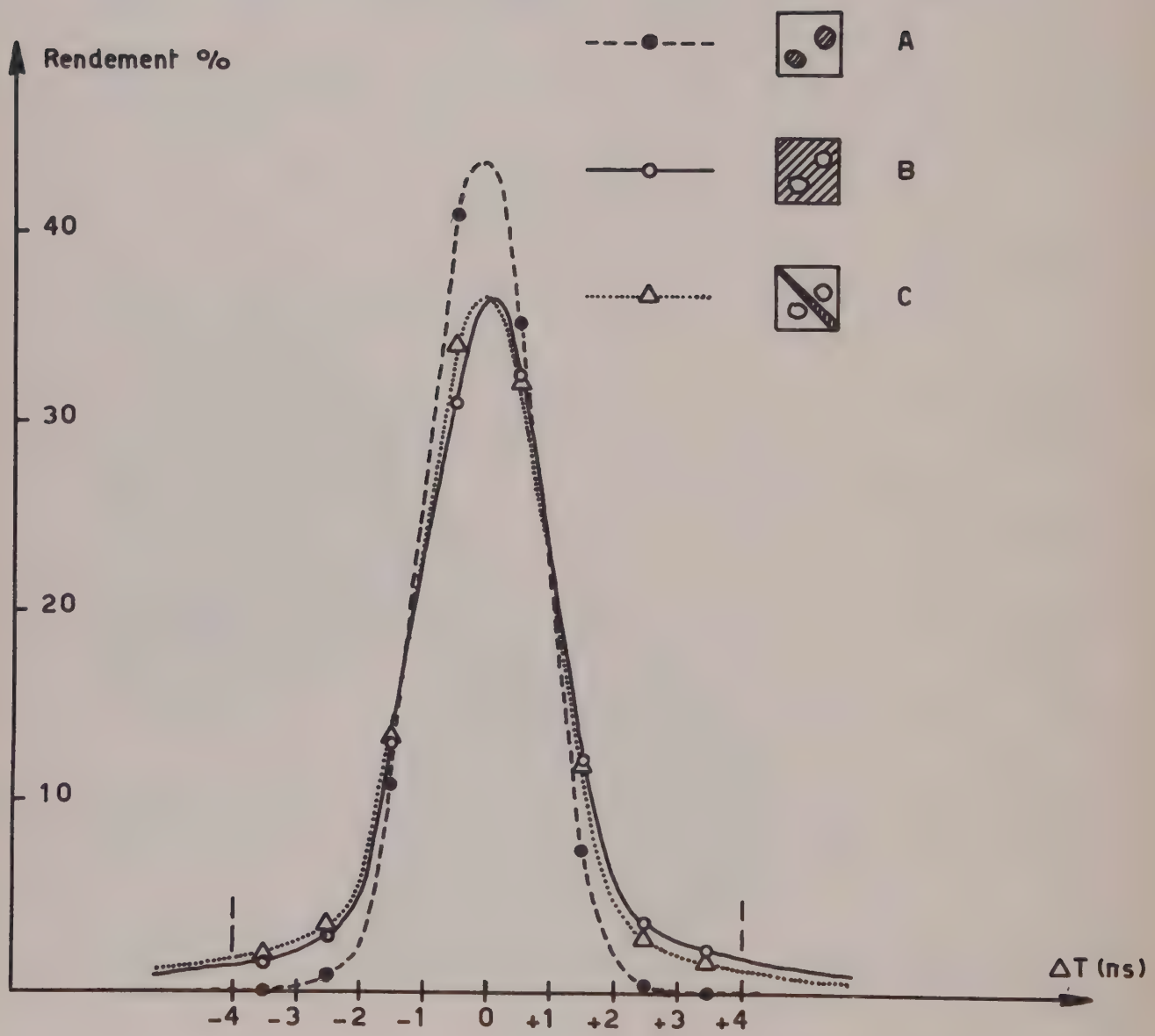
FIGURE 9



INTERPRETATION DES EVENEMENTS

ABERRANTS

FIGURE 10



DISTRIBUTION DE ΔT

FIGURE 11

SPECTRE DE DIFFERENCE

DES TEMPS DE VOL

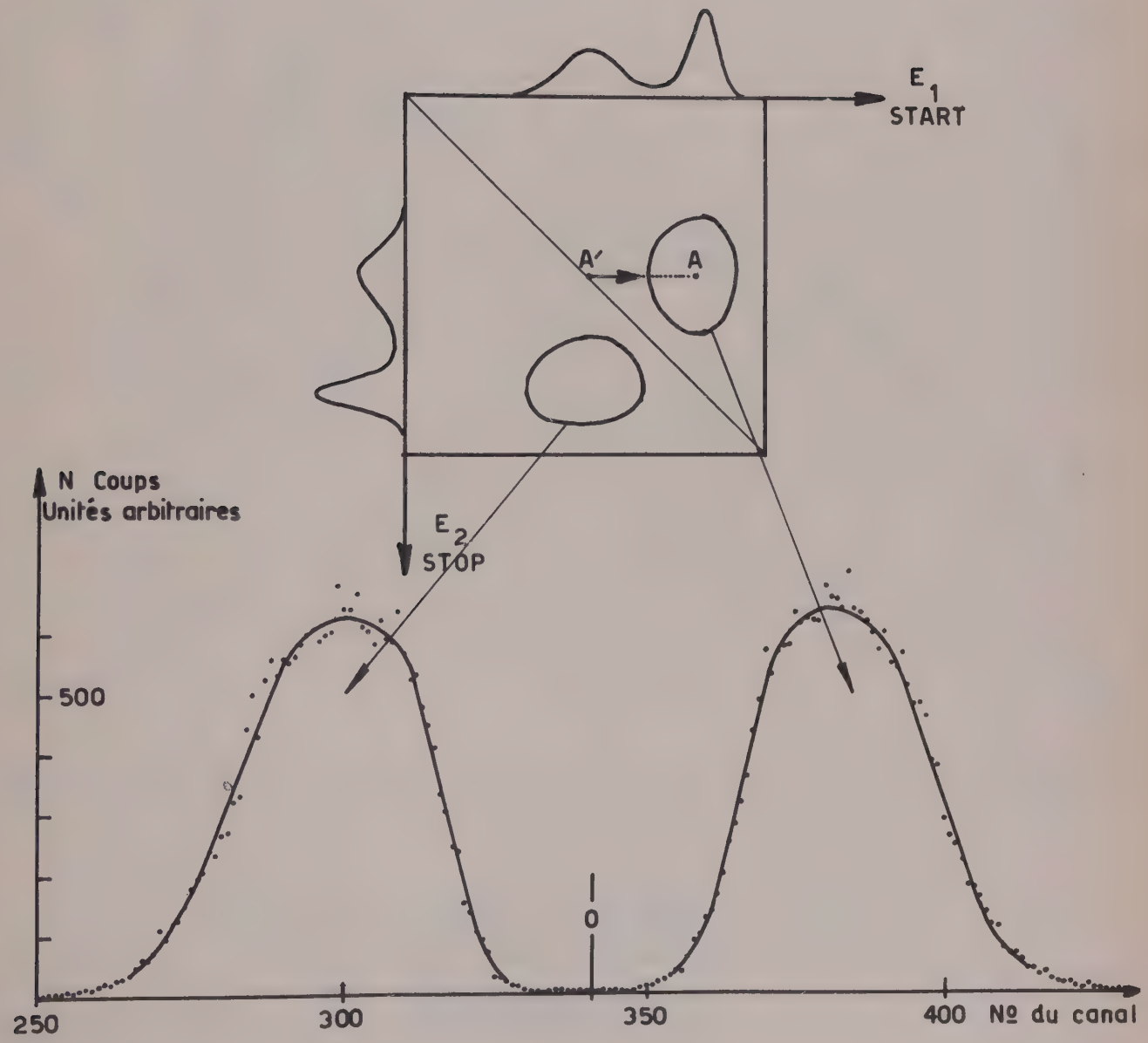


FIGURE 12

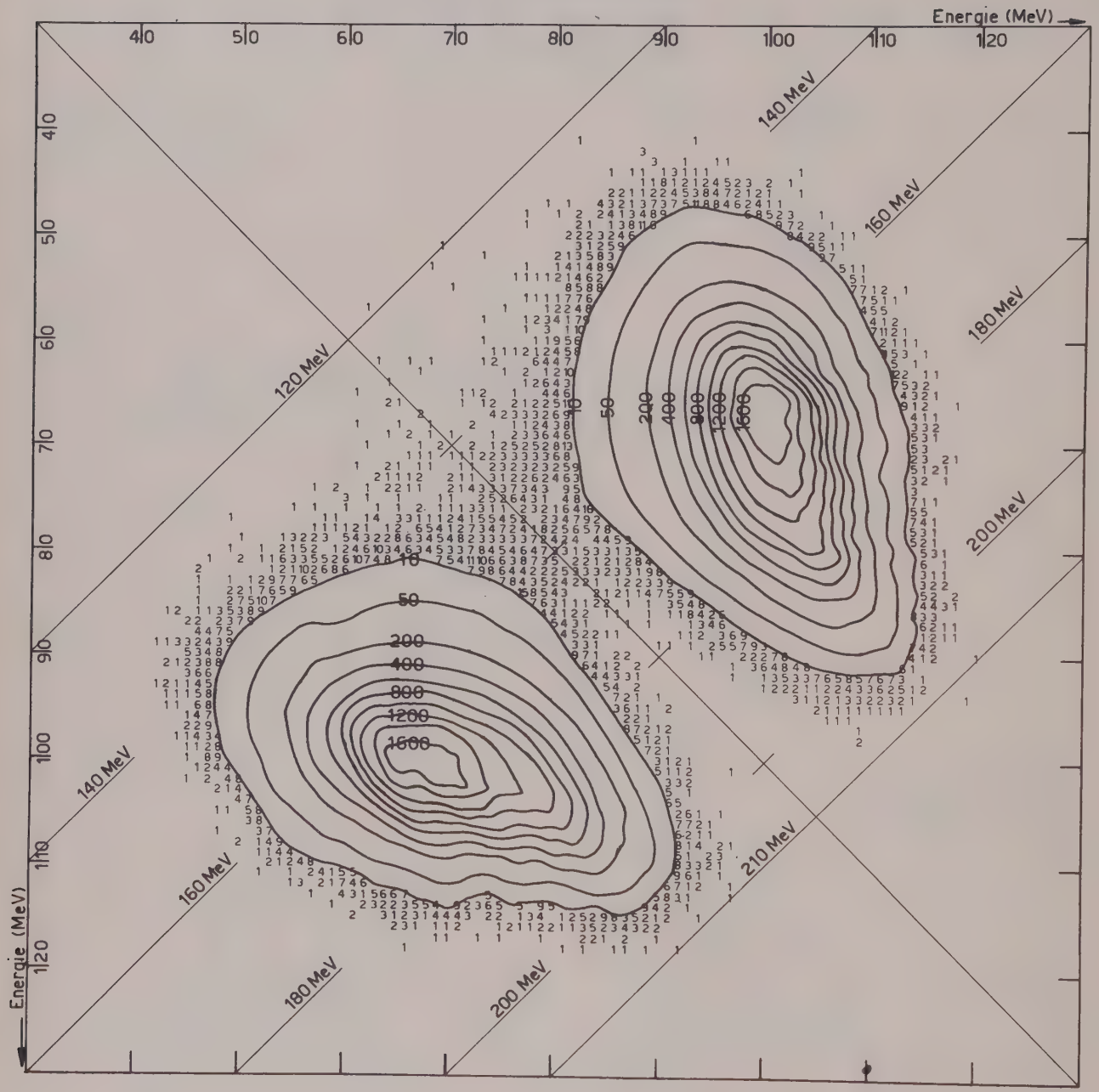


TABLEAU CARRE DE DISTRIBUTION $P(E_1, E_2)$

(CETTE EXPERIENCE)

FIGURE 13

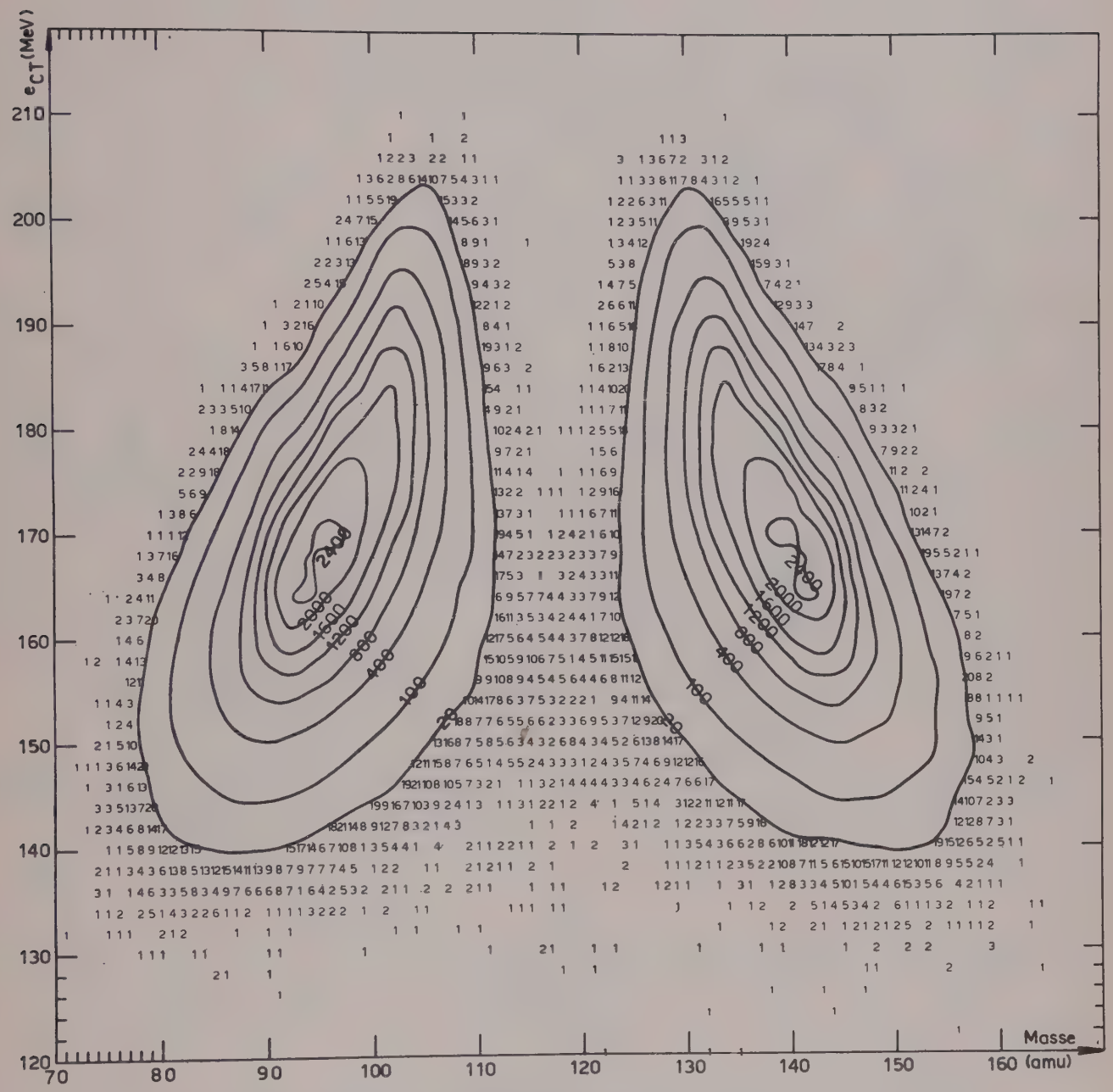


TABLEAU CARRE DE DISTRIBUTION $P(\mu, e_{CT})$

(CETTE EXPERIENCE)

FIGURE 14

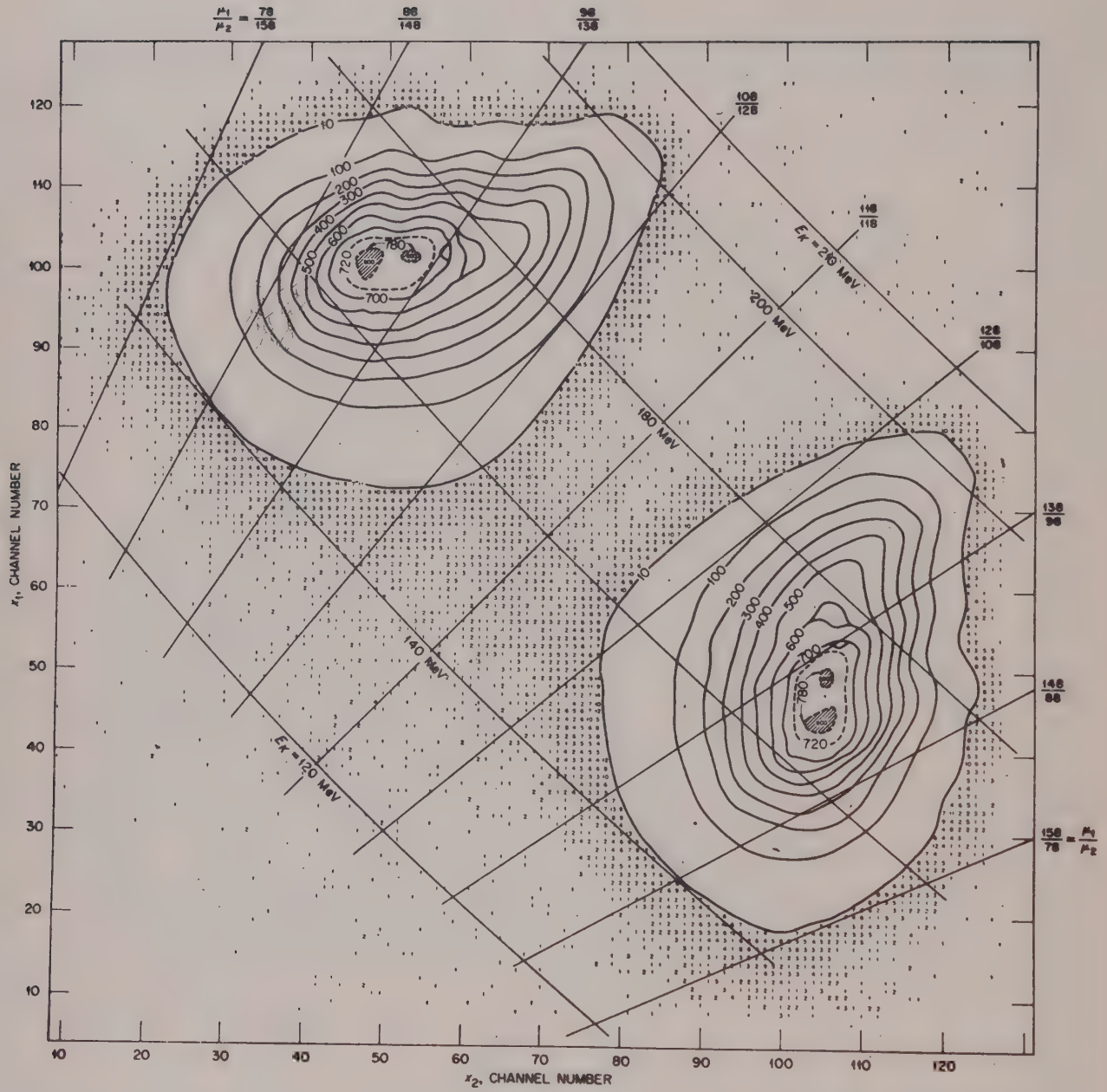


TABLEAU CARRE DE DISTRIBUTION P(X, Y)

SCHMITT (Réf. 24)

FIGURE 15

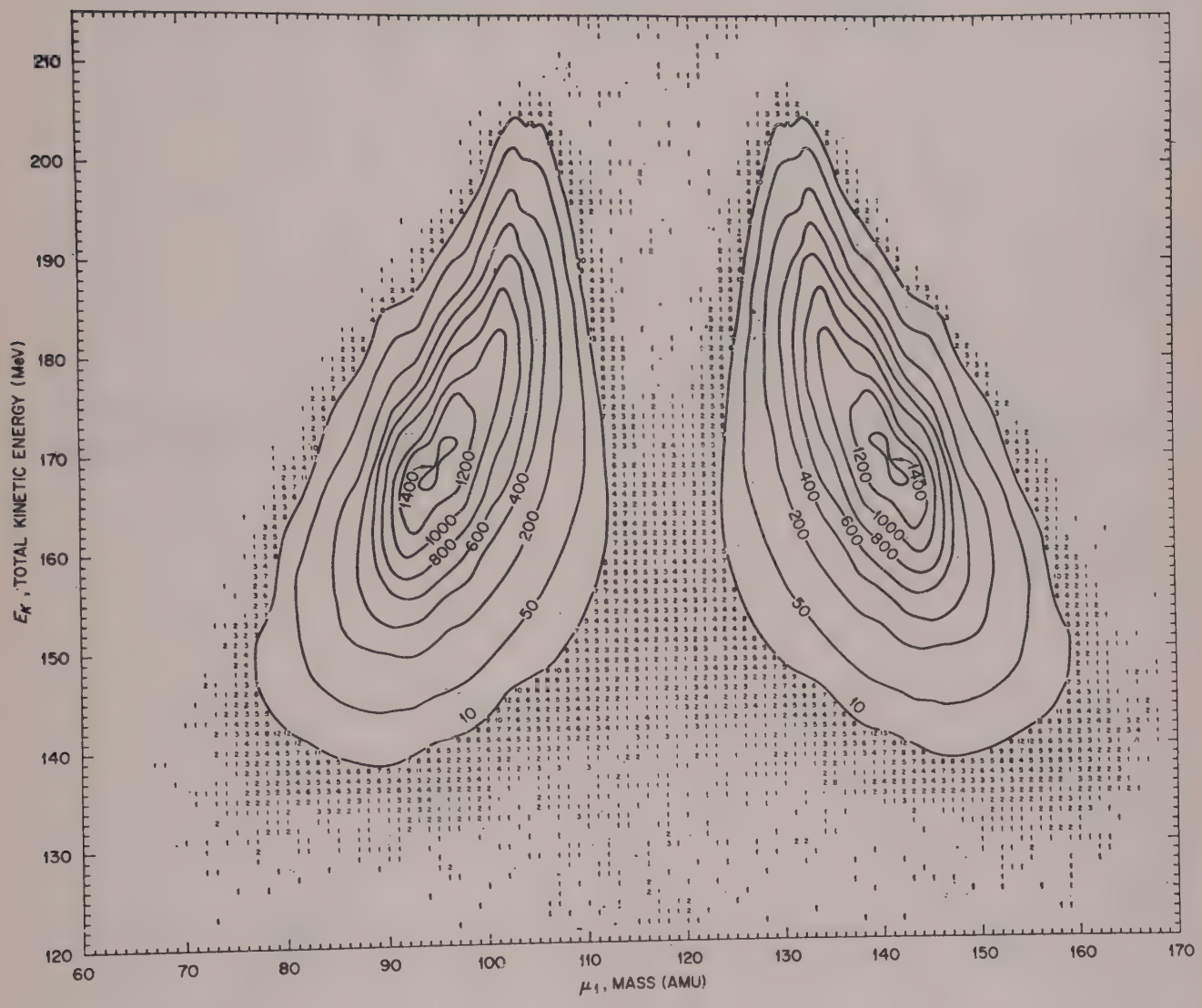
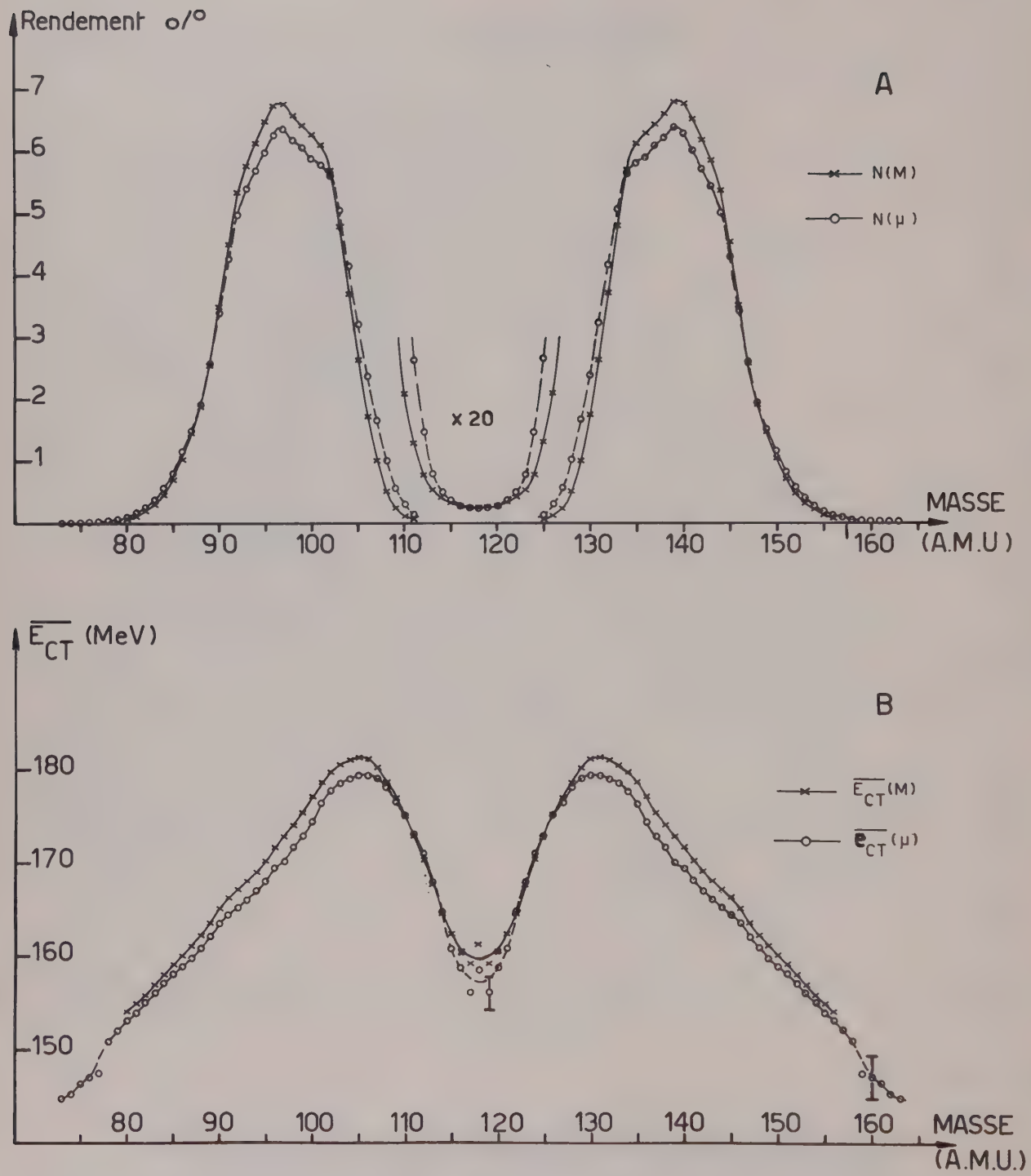


TABLEAU CARRE DE DISTRIBUTION $P(\mu, e_{CI-})$

SCHMITT (Réf 24)

FIGURE 16



A DISTRIBUTION DU RENDEMENT DES MASSES

B DISTRIBUTION DE L'ENERGIE CINETIQUE TOTALE MOYENNE

(CETTE EXPERIENCE)

FIGURE 17

A VARIATION DE $M_H - \mu_H$ (Pour les masses lourdes)

B RESOLUTION EN MASSE DE L'EXPERIENCE

FIGURE 18

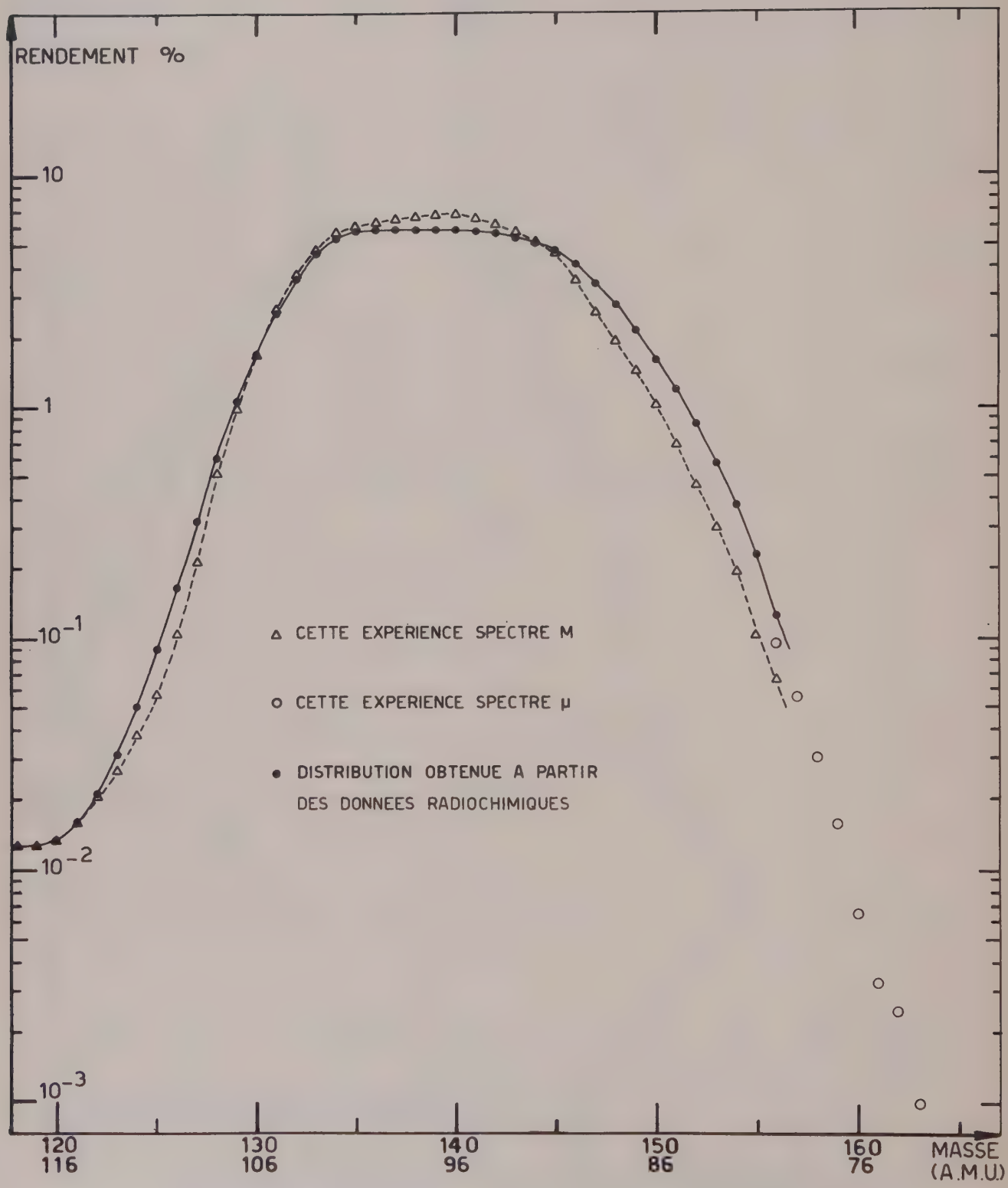
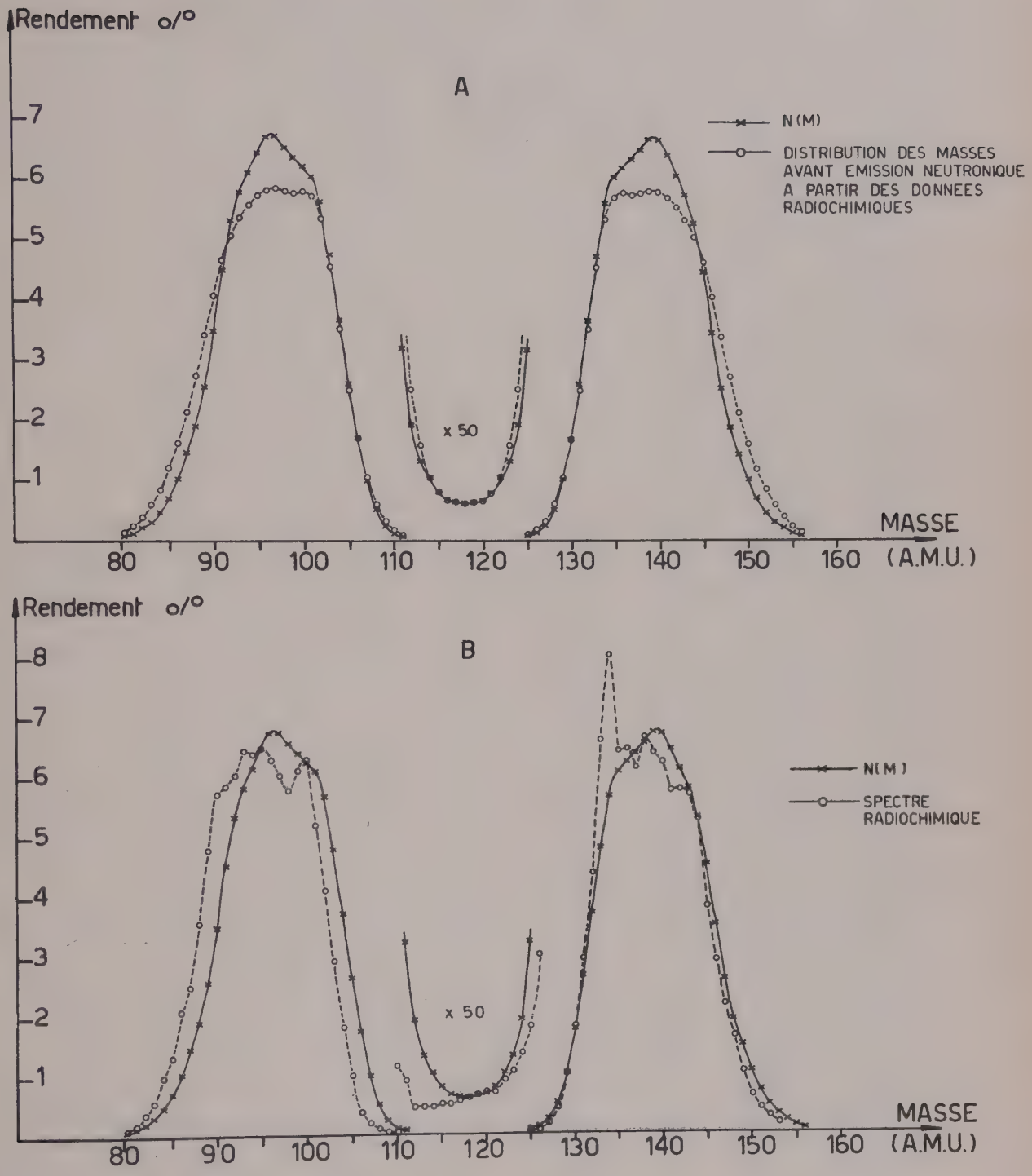

RENDEMENT %
10
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
△ CETTE EXPERIENCE SPECTRE M
○ CETTE EXPERIENCE SPECTRE μ
● DISTRIBUTION OBTENUE A PARTIR DES DONNEES RADIOCHIMIQUES
120 116
130 106
140 96
150 86
160 76
MASSE (A.M.U.)

FIGURE 19



COMPARAISON ENTRE NOS RESULTATS

ET LES DONNEES RADIOCHIMIQUES

TABLEAU III

M	N(μ)	N(M)	$\overline{E_{CT}}(\mu)$ MeV	$\overline{E_{CT}}(M)$ MeV	M − μ (a.m.u.)	R (a.m.u.)	$\overline{\nu}(M)$	$\overline{\nu}(M_0-M)$	M_0-M
I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X
118	51	53	158,3	161,03	0	4,16	2,0	2,0	118
119	50	53	156,0	159,12	0,20	4,16	1,8	2,15	117
120	55	56	158,7	160,40	0,37	4,13	1,65	2,3	116
121	75	67	160,6	162,30	0,57	4,10	1,5	2,5	115
122	104	86	164,7	164,35	0,77	4,09	1,3	2,65	114
123	164	112	167,9	167,64	0,96	4,07	1,1	2,8	113
124	309	162	171,0	170,31	1,19	4,05	0,9	3,0	112
125	559	272	172,9	173,01	1,37	4,02	0,8	3,2	111
126	1211	437	175,0	175,02	1,59	3,91	0,6	3,4	110
127	2317	977	176,5	176,99	1,45	3,79	0,45	3,0	109
128	4268	2182	178,2	178,53	1,25	3,70	0,3	2,5	108
129	7009	4212	179,1	180,13	1,17	3,63	0,25	2,3	107
130	10019	7313	179,4	181,12	1,07	3,46	0,25	2,1	106
131	13605	11116	179,4	181,27	0,91	3,22	0,25	1,8	105
132	17567	15651	178,9	181,00	0,75	3,14	0,35	1,6	104
133	21323	20226	178,5	180,51	0,66	3,06	0,45	1,5	103
134	23650	23972	177,6	179,81	0,57	3,06	0,55	1,4	102
135	24421	25765	176,2	178,70	0,53	3,10	0,65	1,4	101
136	24855	26432	174,4	177,10	0,48	3,14	0,8	1,4	100
137	25575	27100	172,8	175,31	0,41	3,21	0,9	1,35	99
138	26120	27770	171,6	173,95	0,38	3,26	1,0	1,35	98
139	26873	28535	170,0	172,79	0,32	3,32	1,1	1,3	97
140	26417	28434	169,4	171,67	0,29	3,35	1,2	1,3	96
141	25280	27347	167,9	170,16	0,23	3,39	1,3	1,25	95
142	23982	25908	166,9	168,90	0,17	3,44	1,4	1,2	94
143	22844	24582	166,0	168,00	0,11	3,46	1,5	1,15	93
144	21023	22548	165,2	167,14	0,03	3,49	1,65	1,1	92
145	18057	19075	164,4	166,19	−0,06	3,55	1,75	1,0	91
146	14372	14752	163,5	165,10	−0,17	3,60	1,9	0,9	90
147	10994	10846	162,1	163,50	−0,30	3,62	2,1	0,8	89
148	8169	7992	160,8	162,17	−0,38	3,71	2,25	0,75	88
149	6340	6044	159,7	161,06	−0,45	3,79	2,4	0,7	87
150	4836	4321	158,8	160,02	−0,56	3,86	2,55	0,6	86
151	3428	2952	158,0	159,09	−0,64	3,93	2,8	0,6	85
152	2397	1941	157,0	157,92	−0,73	4,02	3,0	0,55	84
153	1610	1268	155,9	156,87	−0,81		3,15	0,5	83
154	1089	842	155,0	155,71	−0,84		3,3	0,5	82
155	736	470	153,8	154,91	−0,93		3,5	0,45	81
156	420	284	153,1	153,97	−0,97		3,65	0,45	80
157	262		152,1						79
158	132		150,8						78
159	68		147,5						77
160	28		147,1						76
161	14		146,4						75
162	11		145,2						74
163	4		144,8						73

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :
ORSAY le 2 Mai 1967
Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. BERGERARD

Vu
et permis d'imprimer
Le Recteur de l'Académie de Paris

Jean ROCHE